

TÍTULO: "LANÇAMENTO DE LUZ EM FIBRAS ÓPTICAS MULTIMODO E
SUA INFLUÊNCIA NAS CARACTERÍSTICAS DE DISPERSÃO"

Telma Vinhas Cardoso

Orientador:

Prof. Dr. Harish Ram Dass Sunak

Tese apresentada ao Instituto
de Física "Gleb Wataghin" da
Universidade Estadual de Cam
pinas, como parte dos requisi
tos para a obtenção do grau
de Mestre em Física.

Abril de 1984

Este exemplar corresponde à redação final da
tese defendida pela aluna TELMA VINHAS CARDOSO e aprovada pe
la comissão julgadora.

Campinas, 26 de abril de 1984.

Harish R. D. Sunak

UNICAMP

A G R A D E C I M E N T O S

Ao Prof. Dr. Harish R. D. Sunak pela propos
ta do tema, sobre o qual versam os trabalhos, e pela experiên-
cia repartida;

A todos os membros do Projeto de Fibras Óp-
ticas pela disponibilidade que os distingue e a amizade que me
dedicam;

A Douglas William Gonçalves de Oliveira pe-
lo polimento das fibras e por sua presença nas dificuldades e
êxitos;

A todos os amigos que acompanharam os traba-
lhos, animando-os com boas discussões, em especial Marcelo Ge-
raldo Destro, Mônica F. Lenz Cesar e Antonio Carlos de Campos;

Ao Prof. Dr. Helio Waldman, da Faculdade de
Engenharia Elétrica, pela idéia que inspirou o Capítulo III de
nossos trabalhos;

Ao Prof. Dr. Ramakant Srivastava por sua cons-
tante atenção;

Ao Grupo de Lasers do Instituto de Física A
plicada pelos dispositivos fornecidos e pela possibilidade de
interação criada;

À Edina pelos trabalhos de datilografia e
por sua dedicação sem limites;

Ao CNPq e à Telebrás (através da FUNCAMP)
pelo suporte financeiro.

*"Pelo arco-íris tenho andado.
Mas de longe, e sem vertigens.
E assim pude abraçar nuvens,
para amá-las e perdê-las.*

*Foi meu professor um pássaro,
dono de arco-íris e nuvens,
que dizia com as asas,
em direção às estrelas."*

(Epigrama - Cecília Meireles)

*A todos que, ao longo da vida,
sempre apontam estrelas.*

RESUMO

Estudamos configurações que visam aumentar a eficiência de lançamento da luz do laser semiconductor em fibras multimodo. Foram testados circuitos de lentes e uma configuração denominada RT (extremidade telhado), obtida por polimento. Embora os valores de eficiência sejam maiores do que o acoplamento frontal laser-fibra plana, observa-se uma queda nas tolerâncias aos alinhamentos. Quando acoplada a uma fibra longa (~1 km), a RT cria condições de excitação seletiva de modos, reduzindo de um fator de 2 a largura do pulso de saída da fibra longa, ou seja, sua dispersão total.

ABSTRACT

We have studied configurations that increase the semiconductor laser light coupling efficiency into multimode fibers. We have tested lenses and a fiber termination named "Roof Top" (RT), obtained by a polishing technique. Although the efficiency values are greater than that obtained by the butt-coupling, one observes that the alignment tolerances become more critical. When coupled to a long fiber (~1 km), the RT-ended fiber, correctly aligned with the laser stripe, has a strong selective mode excitation, reducing, by a factor of 2, the width of the exit pulse from the long fiber, that is, its total dispersion.

ÍNDICE

INTRODUÇÃO

CAPÍTULO I	- FIBRAS ÓPTICAS.....	01
1.1	- INTRODUÇÃO.....	01
1.2	- CONSIDERAÇÕES SOBRE A PROPAGAÇÃO DE LUZ EM FIBRAS ÓPTICAS.....	01
1.3	- FIBRA MULTIMODO.....	04
1.4	- CARACTERÍSTICAS DAS FIBRAS USADAS.....	09
1.5	- COMPARAÇÃO ENTRE FIBRAS MONOMODO E MULTIMODO.....	11
CAPÍTULO II	- LANÇAMENTO EM FIBRAS MULTIMODO.....	15
2.1	- INTRODUÇÃO.....	15
2.2	- PROBLEMAS BÁSICOS NO LANÇAMENTO DA LUZ DO LASER SEMICONDUTOR EM FIBRAS MULTIMODO.....	17
2.2.1	- INTRODUÇÃO.....	17
2.2.2	- LASER DE SEMICONDUTOR.....	17
A)	DESCRIÇÃO.....	17
B)	CAMPO PRÓXIMO E CAMPO DISTANTE.....	19
C)	CARACTERÍSTICAS DA LUZ DA SAÍDA.....	20
D)	MODOS DE RADIAÇÃO DO LASER.....	23
E)	CARACTERÍSTICAS DOS LASERS USADOS.....	25
2.2.3	- ACOPLAMENTO FRONTAL LASER/FIBRA (BUTT COUPLING).....	31
2.3	- TÉCNICAS PARA AUMENTAR A EFICIÊNCIA DE LANÇAMENTO...	34
2.4	- CONCLUSÃO DAS TÉCNICAS DESCRITAS.....	64
2.5	- POLIMENTO DE FIBRAS.....	67
2.6	- LANÇAMENTO DE LUZ EM FIBRAS COM EXTREMIDADE TELHADO (RT)	73
2.6.1	- INTRODUÇÃO.....	73
2.6.2	- TEORIA DA FIBRA RT.....	73

2.6.3 -	PROBLEMAS DE ALINHAMENTO LASER-FIBRA RT.....	79
2.6.4 -	COMPARAÇÃO DAS CONFIGURAÇÕES RT E PE.....	83
CAPÍTULO III - ESTUDO DA INFLUÊNCIA DAS CONDIÇÕES DE LANÇAMENTO NA DISPERSÃO DE FIBRAS MULTIMODO.....		105
3.1 -	INTRODUÇÃO.....	105
3.2 -	TÉCNICA DO DOMÍNIO TEMPORAL.....	108
3.3 -	ARRANJO EXPERIMENTAL.....	110
3.4 -	PRECAUÇÕES TOMADAS.....	113
3.5 -	RESULTADOS EXPERIMENTAIS.....	115
3.6 -	ANÁLISE DOS DADOS EXPERIMENTAIS.....	123
CAPÍTULO IV - CONCLUSÕES E RECOMENDAÇÕES.....		130
REFERÊNCIAS.....		137

INTRODUÇÃO

Nos dias atuais, a importância das fibras ópticas tem se manifestado nas inúmeras aplicações tecnológicas às quais elas se prestam. Na área da física médica, as fibras têm se revelado importantes, em alguns casos, decisivas ferramentas na investigação de micro-regiões do organismo humano. Na área dos sensores, a idéia de se valer das propriedades específicas das fibras tem vingado no sentido de uma substituição dos sensores convencionais por sensores de fibras com as vantagens de se obter equipamentos compactos e uma precisão, senão comparável, superior em termos de resolução. Assim, fibras monomodo têm sido empregadas em sensores interferométricos e fibras multimodo estão presentes em casos onde não se exige muita precisão. Toda uma gama de informações, envolvendo efeitos eletro(magneto)-ópticos, acusto-ópticos e mecano-ópticos, pode ser extraída dos sensores de fibra. Muitos deles já se encontram em fase de comercialização nos mercados estrangeiros.

Finalmente, na área de comunicações, à qual nos dedicamos, a viabilidade de se substituir cabos de cobre convencionais por cabos de fibra está sendo fortemente confirmada em muitos países com a instalação e a implementação de sistemas ópticos de comunicação. No Brasil, por exemplo, a instalação do primeiro sistema de comunicações ópticas, em maio de 1982, se revelou um sucesso. Trata-se de um sistema de Primeira Geração de Anéis de fibra para comunicação, usando fibras multimodo e lasers semicondutores de GaAs/GaAsAl emitindo luz a um comprimento de onda de 850 nm.

As fibras multimodo são, contudo, inferiores às fi
bras monomodo em termos de taxa de transmissão versus espaçamen
to entre estações repetidoras de sinal. Isto se deve ao fato de
que (i) os sistemas que usam fibras multimodo são limitados pela
dispersão, o que reduz a largura de banda, e (ii) a presença de
dopantes contribui para a atenuação (no sentido de que os dopan
tes reforçam o espalhamento Rayleigh de luz), o que influi na de
terminação do espaçamento entre repetidoras. Assim, em termos de
sistemas a altas taxas de transmissão e a longas distâncias, o
interesse se volta para fibras monomodo da Segunda ou Terceira
Geração, onde se usa laser a 1300 e 1550 nm, respectivamente.

As fibras multimodo não deixam, porém, de apresen
tar suas vantagens sobre as fibras monomodo. Em primeiro lugar,
dada as suas dimensões, o alinhamento laser-fibra e a confecção
de emendas fica bastante facilitado. Depois, as fibras multimo
do são capazes de guiar luz não-coerente, o que suscita a possi
bilidade de usá-las com LEDs (diodos emissores de luz), que são
potencialmente mais baratos do que os lasers, além de apresenta
rem vidas úteis mais longas.

Em todas as aplicações de fibras multimodo depara
-se com, basicamente, dois problemas: (i) como reduzir suas dis
persão e atenuação e (ii) como aumentar a eficiência de lançamen
to da luz do laser. Na resolução do primeiro problema, muito es
forço tecnológico tem sido feito, buscando a seleção de elemen
tos ultra-puros para a sua confecção. O segundo problema vem do
grande astigmatismo da fonte e da limitada abertura numérica da
fibra. Para solucioná-lo, deve-se tentar ou (i) corrigir o astig
matismo da fonte ou (ii) criar uma abertura numérica efetiva na
entrada, de modo que mais raios sejam aceitos e guiados. Um dos

objetivos dos nossos trabalhos é justamente apresentar alternativas para a solução deste segundo problema.

Em sistemas otimizados, com baixas atenuação e dispersão, as condições de lançamento da luz em fibras multimodo acabam por exercer forte influência no espaçamento entre repetidoras.

Em nossos trabalhos, vamos discutir:

CAPÍTULO I - FIBRAS ÓPTICAS - Uma introdução de caráter geral e, basicamente, qualitativo da óptica das fibras, dando ênfase às fibras multimodo.

CAPÍTULO II - LANÇAMENTO EM FIBRAS MULTIMODO - São apresentados os problemas básicos no acoplamento frontal laser-fibra plana e as soluções propostas envolvendo (i) modificação da face da fibra e (ii) inclusão de elementos ópticos entre ela e o laser. No item (i), nossa contribuição é a apresentação dos resultados teóricos e experimentais obtidos no acoplamento laser semicondutor-fibra RT (fibra com extremidade polida em telhado). Para tal, foi desenvolvida uma técnica de polimento que será tratada resumidamente na seção 2.4. No item (ii), investigamos as inclusões de lentes cilíndricas de fibra, lente SELFOC e uma combinação das duas entre o laser e a fibra.

CAPÍTULO III - ESTUDO DA INFLUÊNCIA DAS CONDIÇÕES DE LANÇAMENTO NA DISPERSÃO - De caráter inédito, demonstramos, experimentalmente, como uma configuração eficiente em termos de potência acoplada influencia no alargamento total do pulso.

CAPÍTULO IV - CONCLUSÕES E SUGESTÕES PARA CONTINUAÇÃO DESTE TRABALHO - As conclusões extraídas dos capítulos precedentes são apresentadas em resumo. Pontos que merecem investiga

ção mais profunda são apontados. Idéias são sugeridas para possí
vel continuação dos trabalhos.

CAPÍTULO I

FIBRAS ÓPTICAS

1.1 - Introdução

Fibra Óptica foi o termo escolhido para designar um certo tipo de guias de onda dielétricos. Trata-se de uma estrutura filamentar e cilíndrica, feita de um material dielétrico, transparente o bastante para guiar luz no infravermelho próximo ou no visível, a longas distâncias.

Estamos, então, tratando de um problema de propagação de um fenômeno oscilatório, a luz, em meios dielétricos com condições de contorno próprias. A aplicação das equações de Maxwell nos permite, dadas as condições de contorno, descrever da maneira mais exata possível os comportamentos dos campos elétricos e magnéticos associados ao vetor de propagação \vec{k} de uma onda plana em um meio dielétrico e descritos em termos de configurações mais simples denominadas modos de fibra.

1.2 - Considerações sobre a propagação de luz em fibras ópticas

Basicamente, a fibra apresenta uma região central — o núcleo — com um índice de refração n_1 , envolta por um segundo meio dielétrico — a casca — com um índice de refração n_2 .

Tomando o raio da casca como infinito (uma aproximação que equivale à realidade, uma vez que estamos interessados em modos guiados e, como veremos a seguir, os campos que vazam para a casca devem decair exponencialmente com a distância) e

escrevendo a equação de onda em coordenadas cilíndricas, chegamos à conhecida equação diferencial de Bessel, da forma

$$\frac{d^2 F}{dr^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{dF}{dr} + \left(\kappa^2 - \frac{\nu^2}{r^2} \right) F = 0 \quad (1.1)$$

onde F simboliza os campos elétrico e magnético.

A equação (1.1) deve ter soluções diferentes para $r < a$ e $r > a$, ou seja, as soluções devem ser finitas para $r=0$ e r tendendo a infinito. Assim, duas soluções possíveis são:

$$\begin{aligned} &\text{para } r < a \text{ as funções de Bessel da forma } J_\nu(\kappa r) \\ &\text{e} \\ &\text{para } r > a \text{ as funções de Hankel da forma } H_\nu(i\gamma r) \end{aligned} \quad (1.2)$$

Aplicando as condições de contorno de um dielétrico às soluções (1.2), ou seja, (i) de continuidade das componentes tangenciais e normais dos campos elétrico e magnético e (ii) de que os campos se anulem no infinito, chegamos a uma equação característica que fornece, como auto-valores, os modos guiados, enquanto os campos assumem o papel de auto-vetores.

O espectro de modos de uma fibra constitui-se, assim, de um número finito de modos guiados mais um número infinito (ou contínuo) de modos de radiação. Os primeiros possuem valores discretos para suas constantes de propagação, β_ν , enquanto os segundos apresentam um espectro contínuo para a constante de propagação.

No decorrer dos cálculos, define-se um parâmetro denominado *frequência normalizada* V , dado por:

$$V = \frac{2\pi a}{\lambda} (n_1^2 - n_2^2)^{1/2} \quad (1.3)$$

onde a é o raio do núcleo

λ é o comprimento de onda da fonte

n_1 e n_2 são os índices de refração do núcleo e da casca.

Se $V \leq 2.405$ (o primeiro zero da função de Bessel), então somente o modo fundamental é guiado. A fibra, neste caso, é designada *monomodo*.

Como vimos pela equação (1.3), a operação monomodo está na dependência do dimensionamento do guia de onda. As dimensões do núcleo que a permitem dependem criticamente da razão n_1/n_2 . Quanto maior for esta razão, menor deve ser a para garantir que só um modo se propaga. Assim, é desejável manter a diferença relativa de índice de refração da ordem de 0.002 para que o diâmetro do núcleo se enquadre entre 5 e 10 μm .

A óptica de ondas, baseada na resolução das equações de Maxwell, às quais se aplicam as condições de contorno de um dielétrico, é uma boa ferramenta para a descrição do comportamento de uma fibra monomodo.

À medida em que os valores de V aumentam, muitos modos passam a se propagar na fibra, dando origem à operação multimodo. O número dos modos guiados, N , depende de V de acordo com a relação aproximada

$$N \approx \frac{V^2}{2} \quad (1.4)$$

A óptica geométrica, ou óptica de raios, é usada para descrever o comportamento das fibras multimodo.

1.3 - Fibra multimodo

Para se entender o que acontece em uma fibra multimodo, consideremos o simples problema de uma onda plana, com vetor de propagação \vec{k}_1 incidindo de um meio dielétrico homogêneo (com constante dielétrica ϵ_1/ϵ_0) sobre a interface entre este meio e um outro com constante dielétrica ϵ_2/ϵ_0 . A figura 1.1 ilustra a situação descrita.

Aplicando as condições de contorno de um dielétrico às equações de Maxwell, chegamos às leis da reflexão e da refração:

$$\alpha_1 = \alpha_3 \quad (1.5)$$

$$\frac{\text{sen } \alpha_1}{\text{sen } \alpha_2} = \frac{n_2}{n_1} \quad (1.6)$$

A equação (1.6) é a lei de Snell, que estabelece que um raio é partido na direção normal à interface quando ele atravessa um contorno que o separa de um meio com constante dielétrica maior.

Supondo que $n_1 > n_2$, temos, da equação (1.6) que:

$$\text{sen } \alpha_2 = \frac{n_1}{n_2} \cdot \text{sen } \alpha_1 > \text{sen } \alpha_1 \quad (1.7)$$

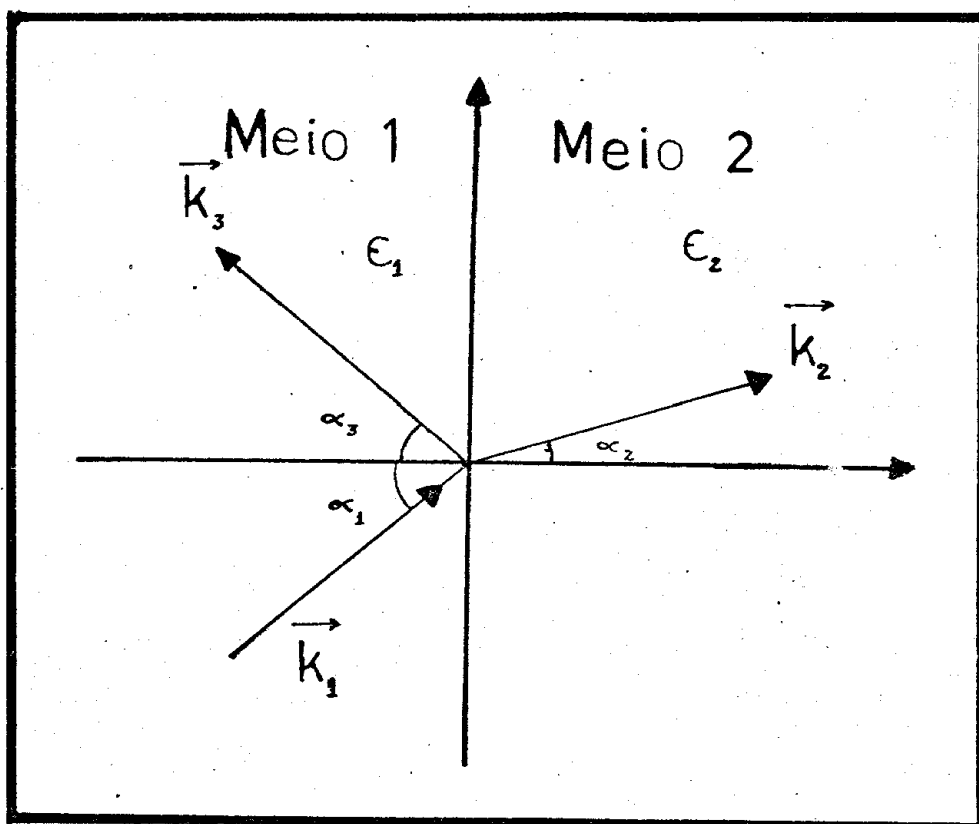


Figura 1.1 - Reflexão e refração de uma onda plana em uma interface entre dois meios dielétricos. \vec{k}_1 , \vec{k}_2 e \vec{k}_3 representam os vetores de propagação das ondas incidente, transmitida e refletida, respectivamente.

A equação (1.7) revela que, à medida em que α_1 cresce, $\sin \alpha_2$ se aproxima de 1 antes que α_1 seja igual a 90° . Quando $\sin \alpha_2 = 1$, a onda plana transmitida penetra no meio 2 paralela à interface entre os dois meios. Um aumento infinitesimal em α_1 faz com que $\sin \alpha_2 > 1$, sem solução para α_2 real. Fisicamente falando, a onda transmitida não mais atravessa a superfície; somente a parte refletida se mantém. Este efeito é chamado *reflexão interna total*.

De relações geométricas na figura 1.1, temos que:

$$\sin \alpha_i = \frac{k_{i2}}{k_i} \quad (1.8)$$

$i = 1, 2, 3$, simboliza as componentes k_x , k_y e k_z do vetor \vec{k} . Além do mais, na aplicação das condições de continuidade para os campos elétrico e magnético na interface, temos que:

$$k_{1z} = k_{2z} = k_{3z} \quad (1.9)$$

onde foi feita a suposição de que o campo elétrico está polarizado na direção y .

Assim, das relações (1.8) e (1.9), temos que:

$$k_{2z} = k_{1z} > k_2 = \omega \sqrt{\epsilon_2 \mu} \quad (1.10)$$

Mas, por definição, $k_{2x} = \sqrt{\omega^2 \epsilon_2 \mu - k_{2z}^2}$, o que implica que k_{2x} assume valores imaginários. Assim, a dependência em x da onda no meio 2 é dada por:

$$\exp(-|k_{2x}| \cdot x)$$

No meio 2 já não temos uma onda plana, mas uma onda evanescente, cuja amplitude do campo decai com x .

Ao fenômeno de reflexão interna total está, então, associada a ocorrência de ondas evanescentes. Assim, sempre que o ângulo da onda de incidência que se aproxima da interface entre dois meios dielétricos, vindo do meio mais denso, excede um valor crítico dado por

$$\text{sen } \alpha_{1c} = \frac{n_2}{n_1} \quad (1.11)$$

temos uma reflexão interna total. O aparecimento de um comportamento exponencial no meio 2, se $\alpha_1 > \alpha_{1c}$ se deve, então, às tentativas da onda de penetrar do meio mais denso em um meio com constante dielétrica menor. Por exemplo, seja uma onda plana senoidal da forma

$$g(x_1 y_1 z_1 t) = \phi(k_x, k_y, w) \left[\exp i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r}) \right]$$

viajando no espaço no plano x ($k_y = 0$), com um certo comprimento de onda. Forçando o vetor \vec{k} para a direção x , no limite de $k_z = 0$, teremos uma onda viajando paralela ao eixo x com período espacial λ . Fazendo $k_x > 2\pi/\lambda$ (isto é possível matematicamente), estaremos forçando o campo a variar com um período espacial menor do que λ . De fato, isto é possível de ser feito. Contudo, o campo reage a este esforço contraindo-se na direção z . Não é possível forçar o campo a assumir oscilações espaciais que são mais rápidas do que o seu comprimento de onda no espaço livre à frequência de operação e ainda mantê-lo estendido através de todo o espaço livre. Assim, as ondas evanescentes ocorrem sempre que nós

impomos condições de variação espacial sobre o campo que são menores do que aquelas consistentes com a propagação de uma onda plana no espaço livre.

Existe, portanto, para fibra multimodo, uma condição de guiamento de raios que pode ser entendida graças às considerações que acabamos de fazer sobre o que se passa numa interface dielétrica entre meios com índices de refração diferentes. Considerando o meio 1 como o núcleo e o meio 2 como a casca, temos, então, que: (i) n_1 deve ser sempre maior do que n_2 - esta é a condição necessária para guiamento - e (ii) existe um ângulo (denominado *crítico*) para o qual a onda transmitida (para a casca) se propaga paralela à interface núcleo-casca. Este ângulo crítico é dado por

$$\theta_c = \sin^{-1} \left(\frac{n_2}{n_1} \right)$$

e é tomado em relação à normal à interface.

O ângulo de refração, θ_1 , quando a luz passa do ar para o núcleo, é expresso em termos de θ_c como:

$$\theta_1 = 90^\circ - \theta_c \quad (1.12)$$

Por sua vez, θ_1 está ligado ao ângulo de incidência, θ_a , pela lei de Snell

$$n_0 \sin \theta_a = n_1 \sin \theta_1 \quad (1.13)$$

onde n_0 (índice de refração do ar) = 1.

Da relação trigonométrica simples, envolvendo as

equações (1.12) e (1.13), chegamos que

$$\text{sen } \theta_a = (n_1^2 - n_2^2)^{1/2} \quad (1.14)$$

para a condição de guiamento dos raios (reflexão interna total na interface núcleo-casca).

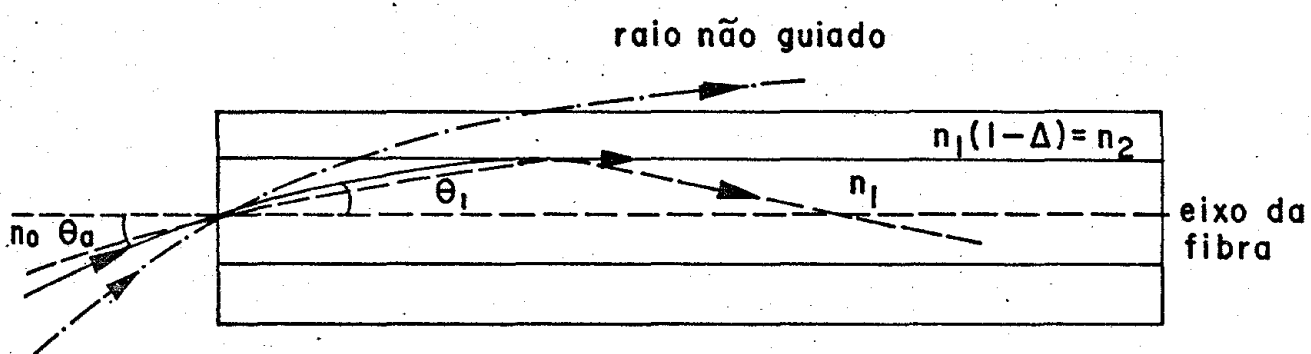
A equação (1.14) define o que se chama *abertura numérica* da fibra. A abertura numérica expressa a capacidade de *acolhimento de luz* por parte da fibra: existe um cone de luz definido por θ_a de modo que raios contidos neste cone serão aceitos e guiados, enquanto raios, cujos ângulos são maiores do que θ_a , serão evanescentes. A figura 1.2 ilustra a situação descrita.

1.4 - Características das fibras usadas

Em termos de caracterização de fibras multimodo, o parâmetro de peso é a abertura numérica da fibra. Valores típicos para fibras usadas em comunicação óptica estão na faixa de 0.2. Isto significa que a fibra aceita e guia raios contidos em um cone definido por $\theta_2 = 11.5^\circ$. Este valor para a abertura numerica traz sérias implicações para os ângulos de divergência da fonte, como veremos no Capítulo II, Seção 2.2.

Muito esforço tecnológico tem sido feito no sentido de aumentar a abertura numérica através do emprego de diversos materiais na confecção da fibra multimodo. Pode-se citar, como exemplo, uma fibra da Bell, que apresenta A.N. = 0.29 e um diâmetro do núcleo de 62.5µm.

Na TABELA I apresentamos as fibras usadas em nos



Trajetoária dos raios em uma fibra multimodo de  ndice degrau.

$$A.N. = \text{sen } \theta_a$$

Figura 1.2 - Trajetória dos raios em uma fibra multimodo de  ndice degrau

sas experiências. Ressaltamos: (i) a presença de parâmetros como perda e largura de banda, importantes na implementação de sistemas de comunicação óptica e (ii) que as fibras F1 e F4 são especiais para comunicação, apresentando aberturas numéricas típicas da ordem de 0.2, enquanto que F2 e F3 são fibras com núcleos *gigantes* (200 e 400 μm , respectivamente) e que encontram outras aplicações.

1.5 - Comparação entre fibras monomodo e multimodo

Em termos de transmissão, existe uma diferença básica entre fibra monomodo e fibra multimodo: enquanto (i) em fibras multimodo os fenômenos são descritos em termos da técnica de propagação de raios, com reflexão interna total na interface núcleo-casca, (ii) em fibras monomodo pode-se descrever o que se passa de maneira mais precisa como uma distribuição de potência que se propaga tanto no núcleo como na casca, conforme pode ser visto na figura 1.3.

As diferenças não param aí. Em termos de sistemas de comunicação existem três gerações de fibras ópticas, ilustradas na TABELA II. Alí vemos uma comparação das três gerações em termos de taxas de transmissão versus distância entre repetidores, atributos e limitações.

Ressaltamos que, no caso de fibras monomodo, um *design* otimizado (em termos do raio do núcleo e de Δn) e a seleção de dopantes ultra-puros permitem deslocamento do comprimento de onda de dispersão zero da sílica pura ($\lambda_0 = 1300 \text{ nm}$) para regiões entre 1100 e 1700 nm, de modo a casar dispersão zero com

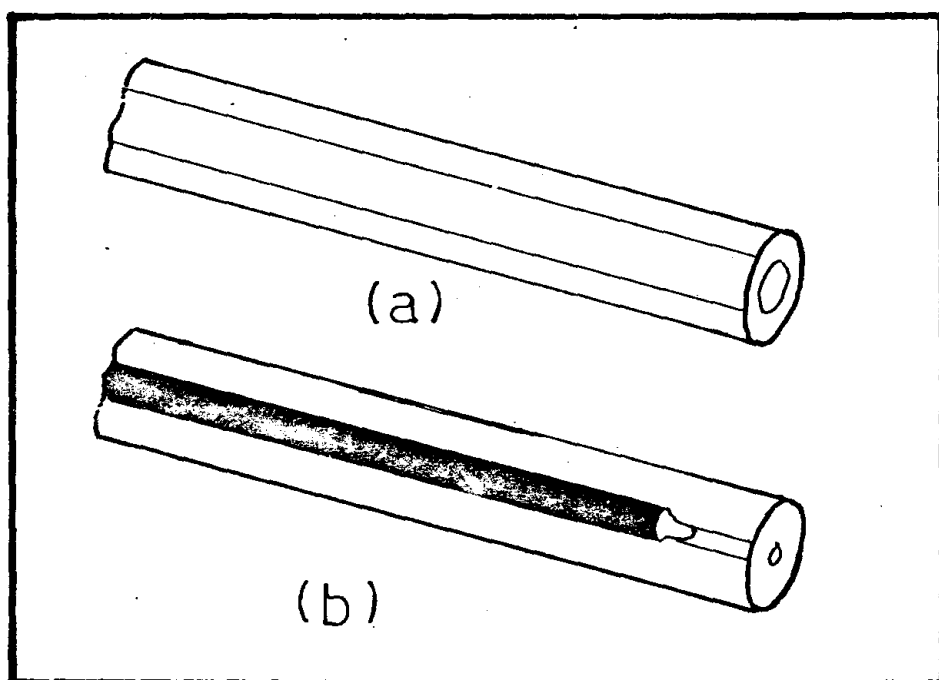


Figura 1.3 - (a) Uma fibra multimodo, onde a propagação de luz se dá através de reflexão interna total dos raios guiados, mantendo-os no núcleo; (b) uma fibra monomodo, onde a propagação de luz pode ser pensada como um pulso que avança pela fibra, distribuindo-se tanto no núcleo como na casca.

atenuação mínima, cravando a 1550 nm as perdas na fibra nos limites últimos do espalhamento Rayleigh de luz ($\propto \lambda^{-4}$).

TABELA I

TABELA DAS FIBRAS USADAS

	F1	F2	F3	F4
<i>FABRICANTE</i>	Fujikura			Furukawa
<i>PERFIL DE ÍNDICE</i>	gradual	degrau	degrau	gradual
<i>núcleo</i>	50 μm	200 μm	400 μm	49 μm
<i>casca</i>	125 μm	500 μm	900 μm	125 μm
<i>perda (dB/km)</i>	0.55 a 1.3 μm			2.4 a 0.85 μm
<i>largura de banda (MHz.km)</i>	900 a 1.3 μm			873MHz a 0.85 μm
<i>A.N</i>	0.21	0.5	0.5	0.20 (0.22 medida)

GERAÇÕES DE ANÉIS DE FIBRAS ÓPTICAS PARA COMUNICAÇÃO

GERAÇÕES	DESCRIÇÃO	EXEMPLOS DE TAXA DE TRANSMISSÃO X DISTÂNCIA (T) (d) ENTRE REPETIDORAS	ATRIBUTOS	LIMITAÇÕES
P R I M E I R A	Fibra multimodo excitadas por lasers GaAsAl/GaAs $\lambda = 800 \text{ nm}$	Para fibras multimodo com qualidade excepcional, $T = 1000 \text{ Mbits/s}$ com $d = 1 \text{ km}$ $T = 100 \text{ Mbits/s}$ com $d = 10 \text{ km}$	Oferecem um aumento substancial na largura de banda em relação a cabos de cobre; os cabos de fibra têm a mesma capacidade de de 1 cabo de cobre 27 vezes mais espesso. Uso de LEDs como fontes.	Os melhores sistemas estão na fronteira de sistemas limitados pela dispersão. A atenuação ainda é alta pela grande presença de dopantes.
S E G U N D A	Fibra monomodo excitadas por lasers InGaAsP/InP $\lambda = 1300 \text{ nm}$ Multimodo Laser $1.3 \mu\text{m}$	$T > 140 \text{ Mbits/s}$ $d: 80-100 \text{ km}$ $T \approx 140 \text{ Mbits}$ $d: 10-50 \text{ km}$	São sistemas de grande estabilidade (superior a uma parte em 10^{17} para tempos médios de 1000 s). A distância 20 km , a precisão no tempo é de 100 ps (equivalente a um erro de 1 s em $3 \text{ bilhões de anos}$)	Atenuação causada pela presença de dopantes.
T E R C E I R A	Fibra monomodo excitadas por lasers $c/\lambda = 1550 \text{ nm}$	$T = 420 \text{ Mbits/s}$ $d: 161.5 \text{ km}$ (IEEE, Spectrum, sept/85) Bell Labs.	Taxa de erro de $5 \text{ em } 10^9$ Perdas ultra baixas ($< 0.2 \text{ dB/km}$) ($1.55 \mu\text{m}$ é região de dispersão zero e de atenuação mínima)	Espalhamento Rayleigh da luz Laser especial ("cleaved-coupled-cavity (C) ")

CAPÍTULO II

LANÇAMENTO EM FIBRAS MULTIMODO

2.1 - Introdução

De modo geral, as condições para uma eficiência de acoplamento ótima entre laser e uma fibra óptica são:

- (i) as distribuições de fase dos modos do laser e da fibra de vem se casar;
- (ii) as distribuições de amplitude dos modos do laser e da fibra devem se casar.

Para que a condição (i) seja cumprida, faz-se ne cessário um acoplamento frontal laser-fibra com espaçamento nulo entre estes componentes. Ora, um espaçamento nulo implica num ris co de desgaste das superfícies espelhadas do laser, provocando u ma degradação de suas características, seguida da morte do dispo sitivo.

Quanto ao item (ii), um alinhamento ótimo entre o laser e a fibra faria coincidir as regiões de máximo em intensi dade do modo mais *energético* da fibra (o modo fundamental) e do modo do laser.

Assim expressas, as condições de eficiência ótima dizem respeito somente a fibras monomodo. Quando um feixe de luz coerente é injetado neste tipo de fibra, e somente o modo funda mental é excitado, a coerência da luz é mantida. Por outro lado, em uma fibra multimodo, a relação de fase é destruída porque os vários modos viajam com velocidades ligeiramente diferentes en tre si.

Aplicando a óptica geométrica às fibras multimodo, dadas as suas características básicas já descritas no Capítulo I, verifica-se que a eficiência de lançamento máxima ocorrerá (i) quando o ângulo máximo de divergência da fonte estiver contido dentro do cone de luz de aceitação da fibra, definido por sua abertura numérica e (ii) a potência máxima de incidência do laser coincidir com as proximidades do eixo da fibra onde se propaga o conjunto de modos de ordem mais baixa e, conseqüentemente, mais energéticos.

Um ângulo maior que o ângulo de aceitação não será guiado, segundo o que foi discutido no Capítulo I.

Neste capítulo, discutiremos:

Na Seção 2.2, os problemas básicos no lançamento da luz em fibras multimodo, discutindo o laser semiconductor e o acoplamento frontal laser-fibra plana.

Na Seção 2.3 serão apresentadas técnicas alternativas para aumentar a eficiência de lançamento.

Na Seção 2.4 discutiremos resumidamente a técnica de polimento de fibras por nós desenvolvida e que possibilita a confecção de ousadas configurações, como fibras com face piramidal.

Na Seção 2.5 apresentamos um estudo completo de uma configuração obtida por polimento.

2.2 - Problemas básicos no lançamento da luz do laser de semicondutor em fibras multimodo

2.2.1 - Introdução

O problema básico de lançamento em fibras multimodo vem do grande astigmatismo da fonte e da limitada abertura numérica da fibra.

Como a fonte utilizada em sistemas de comunicação é o laser semicondutor, discutiremos, a seguir, suas características mais marcantes, dando enfoque, posteriormente, ao acoplamento de sua luz em fibras ópticas.

2.2.2 - Laser de semicondutor

A) *Descrição*

O laser semicondutor, um refinamento do diodo eletroluminescente, é, basicamente, um sanduíche de camadas semicondutoras extremamente finas, crescidas sobre um substrato e clivadas ao longo de certo eixo do cristal de modo a se ter superfícies espelhadas que delimitam a cavidade que, neste caso especial, tem as dimensões do próprio dispositivo.

Os materiais usados em sua confecção são determinados pelo comprimento de onda de emissão desejado e que está relacionado à banda proibida (*gap*) do semicondutor. Assim, para emissão a 800 nm usa-se arseneto de gálio (GaAs) como substrato, sobre o qual são crescidas camadas alternadas de GaAs/GaAsAl, visando criar um confinamento de fótons e portadores através de batentes de índice de refração e de barreiras de potencial. Na figura 2.1, vemos um laser de heteroestrutura dupla.

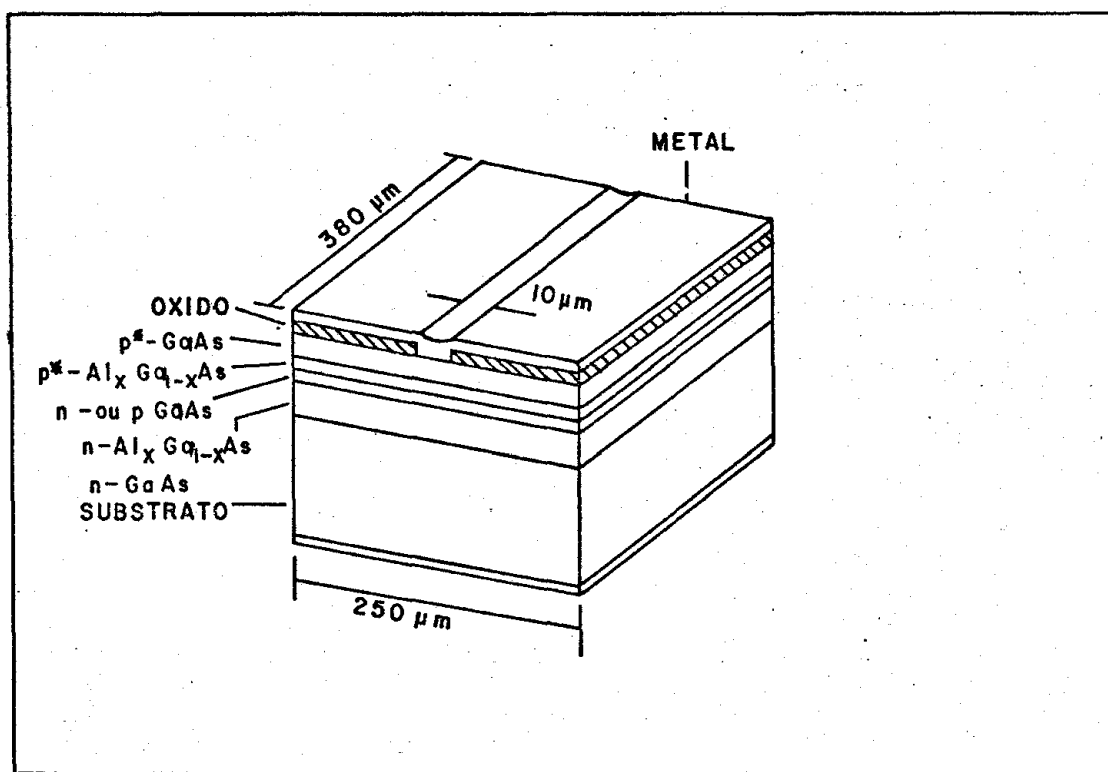


Figura 2.1 - Laser semiconductor de heteroestrutura dupla, com dimensões típicas

O dispositivo apresenta dimensões típicas de $100\text{ }\mu\text{m} \times 300\text{ }\mu\text{m}$. Contudo, devido ao confinamento de portadores e fótons, somente uma estreita região, denominada *região ativa*, é capaz de vencer as perdas do material e dos espelhos, apresentando ganho óptico suficiente para emissão estimulada, às custas de uma densidade de corrente entre 1000 a 3000 A/cm^2 que ali se concentra.

Quando o laser é excitado em uma grande área, a emissão de luz não ocorre uniformemente em toda a área excitada. Formam-se, porém, vários *filamentos lasers* independentes, perpendiculares aos espelhos. Para contornar este problema, e também reduzir a corrente limiar para emissão estimulada (o que implica , em última análise, reduzir o aquecimento do dispositivo), isola-se uma região do contato elétrico através do qual a corrente flui, criando-se uma janela de baixa resistência ohmica. A região ativa do laser tem, então, as dimensões desta janela. Esta geometria é designada como *contato de faixa* ou *geometria stripe* (*stri*pe geometry).

B) Campo Próximo e Campo Distante

O campo próximo da emissão do laser se localiza nas superfícies dos espelhos. É definido como o padrão da variação de intensidade da distância; paralela à junção, a largura a meia intensidade é da ordem de $5\text{ }\mu\text{m}$ e é menor ou da ordem de $1\text{ }\mu\text{m}$ na direção perpendicular à junção. Estas distâncias são comparáveis ao comprimento de onda de emissão do laser. Ao sair do dispositivo, a luz, como consequência, deve sofrer uma difração bastante acentuada.

Em função do ângulo e considerando-se distâncias grandes, se comparadas ao comprimento de onda e à largura do campo próximo, o padrão de variação da intensidade de luz é chamado *campo distante*.

Na figura 2.2, observamos o campo distante de um laser típico com contato de faixa (geometria stripe), onde se verifica o grande astigmatismo da fonte.

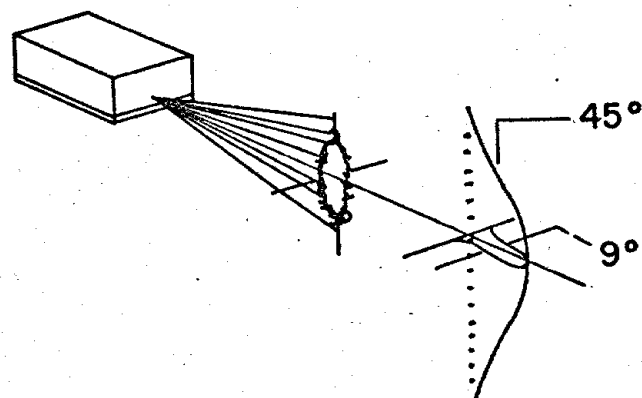
C) Características da luz de saída

Uma das informações mais importantes associadas ao laser semiconductor diz respeito às características da luz de saída que são discutidas em função da corrente aplicada ao dispositivo.

A figura 2.3 é um exemplo típico, mostrando a corrente limiar, a eficiência quântica diferencial e a corrente exigida para uma dada potência óptica de saída.

A baixas correntes, a luz emitida é não-direcional (isotrópica) e não-coerente. O dispositivo trabalha, portanto, como um diodo emissor de luz (LED).

A correntes mais altas, a região de recombinação exibe ganho óptico. Quando há uma alta densidade de elétrons não-equilibrados na banda de condução (inversão de população), há uma alta probabilidade de que um fóton, passando através da região, vai interagir com um elétron nesta banda, obrigando-o a se recombinar radiativamente com um buraco na banda de valência. A radiação estimulada origina um segundo fóton idêntico em energia, direção e fase ao fóton estimulador. Combinando o processo de ga



Campo distante do laser semiconductor de heteroestrutura dupla.

Figura 2.2

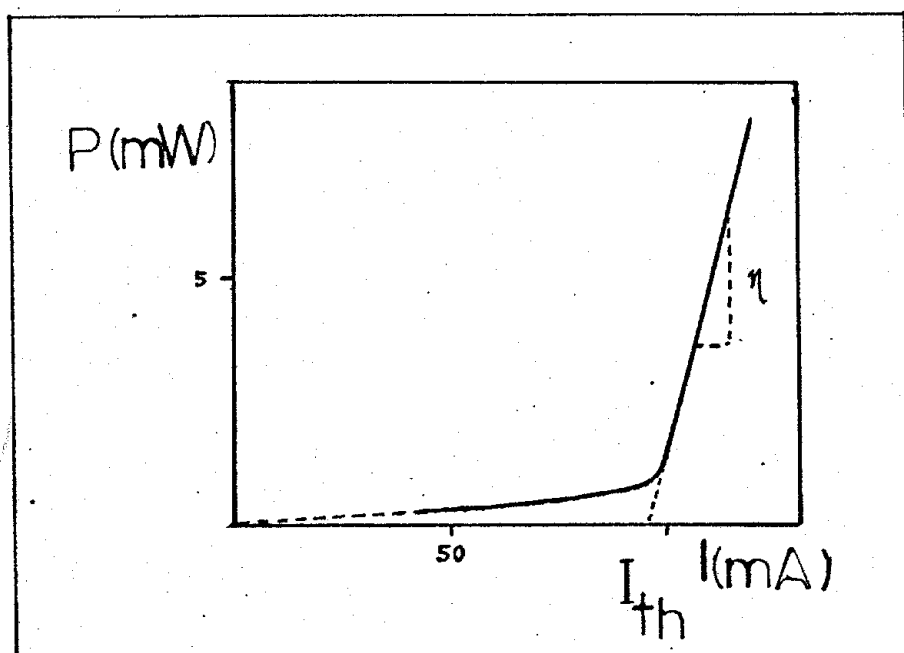


Figura 2.3 - Características da luz de saída em função da corrente aplicada ao dispositivo. I_{th} é a corrente limiar, abaixo da qual o dispositivo se comporta como um LED; η é a eficiência quântica diferencial.

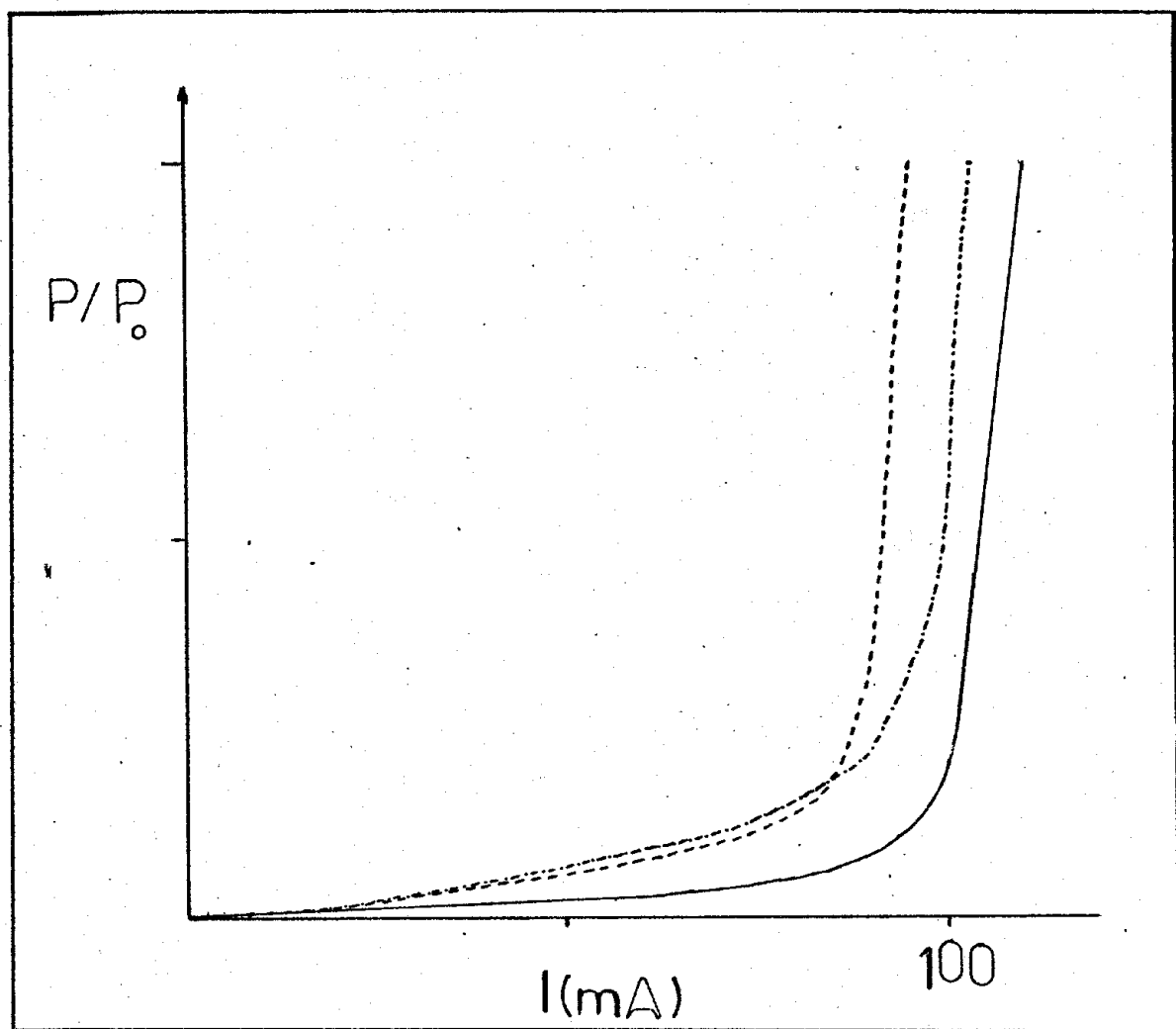


Figura 2.4 - Dependência da corrente limiar (I_{th}) da temperatura

Legenda:

- - - - -

$T = 25^\circ\text{C}$, $I_{th} = 88.5\text{ mA}$

- . . . - . . . -

$T = 27^\circ\text{C}$, $I_{th} = 96.5\text{ mA}$

$T = 30^\circ\text{C}$, $I_{th} = 98.5\text{ mA}$

nho com um *feed-back* positivo (espelhos parcialmente refletorres em cada lado da sua região de recombinação), o laser oscila, em itindo radiação estimulada, parte da qual é transmitida como um feixe razoavelmente direcional através dos espelhos.

Observa-se que a corrente limiar é uma função bas tante sensível da temperatura, deslocando-se para valores maio res com o aumento da temperatura (figura 2.4).

D) *Modos de radiação do laser*

Em operação, a luz gerada pelo laser na região a tiva assume formas estacionárias ou padrões de variação de inten sidade nas 3 direções espaciais:

- (i) ao longo do laser (eixo z);
- (ii) paralelo à região ativa (eixo x);
- (iii) perpendicular à região ativa (eixo y)

Estes padrões dependem do tipo de guiamento ópti-
co (determinado pela cavidade) disponível para o confinamento de
luz em cada direção, sendo chamados *MODOS DE RADIAÇÃO DO LASER*.

Modos longitudinais (eixo z)

São os modos de Fabry-Pérot, determinados pelo con junto de espelhos do laser. O mecanismo de seleção para operação mono ou multimodo ainda não está bem compreendido. A condição es tacionária ou ressonante para a propagação de ondas planas nesta direção é dada por:

$$\frac{\lambda}{2n} \cdot m = L$$

onde m é um número inteiro

L é o comprimento da cavidade

n é o índice de refração

De todos os modos longitudinais permitidos, só con seguem *lasing* aqueles em cujo comprimento de onda existe ganho su ficiente para superar as perdas.

Modos transversais perpendiculares à junção

Nesta direção, existe um guia óptico para confinar a luz. Trata-se do batente de índice de refração com Δn (típico) ≈ 0.2 . Os modos permitidos deste guia são encontrados resolvendo-se as equações de Maxwell com as condições de contorno impostas pelo guia. Para valores típicos de Δn , somente o modo fundamental é permitido para valores de " d " (dimensão da região ativa) até $0.6 \mu m$.

Modos transversais paralelos à junção

O material nesta direção é homogêneo e não existe um guia para confinar a luz.

Em lasers de geometria stripe, três fatores, liga dos diretamente à estrutura do laser, afetam o guiamento de luz nesta direção. A saber, perfil de portadores, perfil de temperatura e perfil de ganho. O perfil de ganho deve vencer um anti-guia, resultante da ação conjunta dos perfis de temperatura e de portadores. Neste caso, o modo fundamental é quase uma gaussiana.

Em aplicações ligadas à comunicação óptica, é altamente desejável que somente o modo fundamental do laser seja excitado, pois a divergência da luz emitida será a menor possível e, além disto, a distribuição gaussiana do modo fundamental facilitará sobremaneira os cálculos teóricos.

E) *Características dos lasers usados.*

Apresentamos, a seguir, os lasers usados em nossas experiências. Todos os dispositivos foram caracterizados em termos de corrente limiar e ângulos de divergência, tomados no ponto onde a potência cai a $1/e^2$ do seu valor máximo. Um resumo de suas características está na TABELA III.

Os ângulos de divergência foram obtidos através de medidas no campo distante. As distribuições de potência foram comparadas a gaussianas perfeitas. Para fins de comparação, calculamos as áreas das duas figuras. Os resultados estão na TABELA IV. Em todos os casos, as distribuições de potência se mostram mais estreitas do que as siluetas gaussianas perfeitas.

Um dos dispositivos usados, o laser L2, trabalha em regime de emissão espontânea. A distribuição de potência no campo distante não se assemelha, neste caso, a uma gaussiana, mas sim a uma lambertiana da forma

$$I = I_0 \cos \theta,$$

onde I_0 é a intensidade máxima e θ o ângulo de divergência. Tam**ém** para este caso, uma lambertiana perfeita foi traçada, mostrando-se mais larga do que a figura obtida experimentalmente.

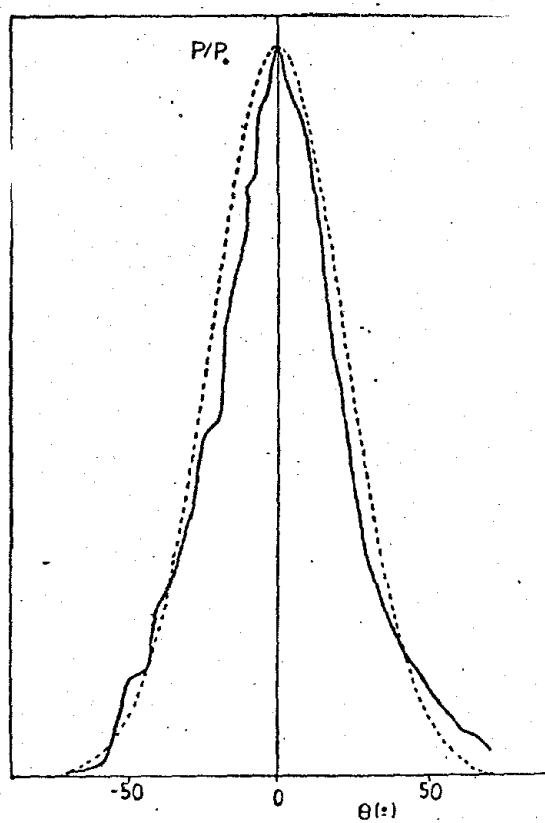
As figuras 2.5 a 2.8 mostram as distribuições de potência obtidas de medidas do campo distante comparadas a gaussianas (para L1, L3 e L4) e a lambertianas (L2) considerando os dois ângulos de divergência, $\theta_{//}$ e θ_{\perp} , dos dispositivos.

TABELA III

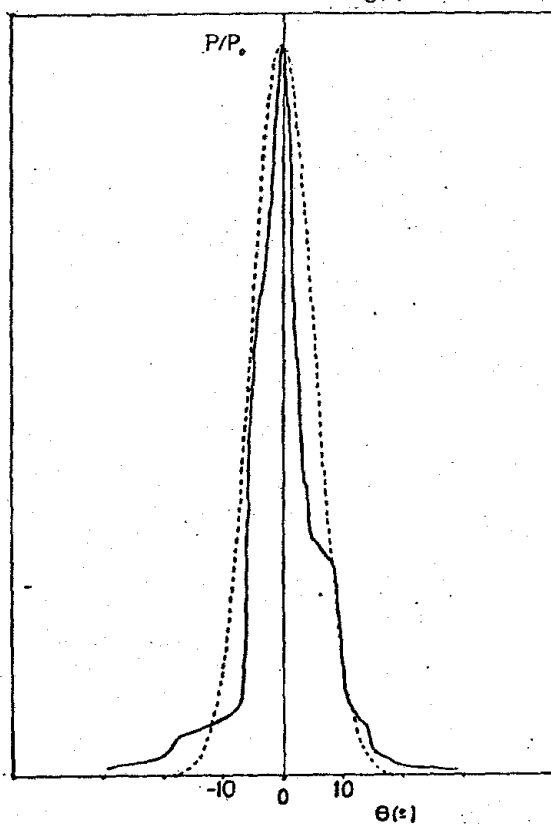
TABELA COM OS LASERS USADOS

	L1	L2	L3	L4	L5*
FABRICANTE	RCA(USA)	RCA(USA)	RCA(USA)	Projeto Laser	RCA(USA)
TIPO	LCW10(403)	A997	C86014	2.7	SG2001A
λ (PICO) nm	850 nm	820 nm	820	850 nm	900 nm
CORRENTE LIMIAR	92 mA	-	85mA	97mA	
$\theta_{//}$ ($\alpha 1/2^2$)	8.5°	38.5°	11°	11.3°	
θ_{\perp} ($\alpha 1/2^2$)	49°	40.5°	38.5°	30°	
P_{om}	10.0 mW	1.0 mW	5.0mW	1.0 mW	

*Maiores detalhes no Capítulo III.



(a)



(b)

Figura 2.5 - Distribuições de potência no campo distante
para o laser L_1

(a) na direção paralela ao stripe

(b) na direção perpendicular ao stripe

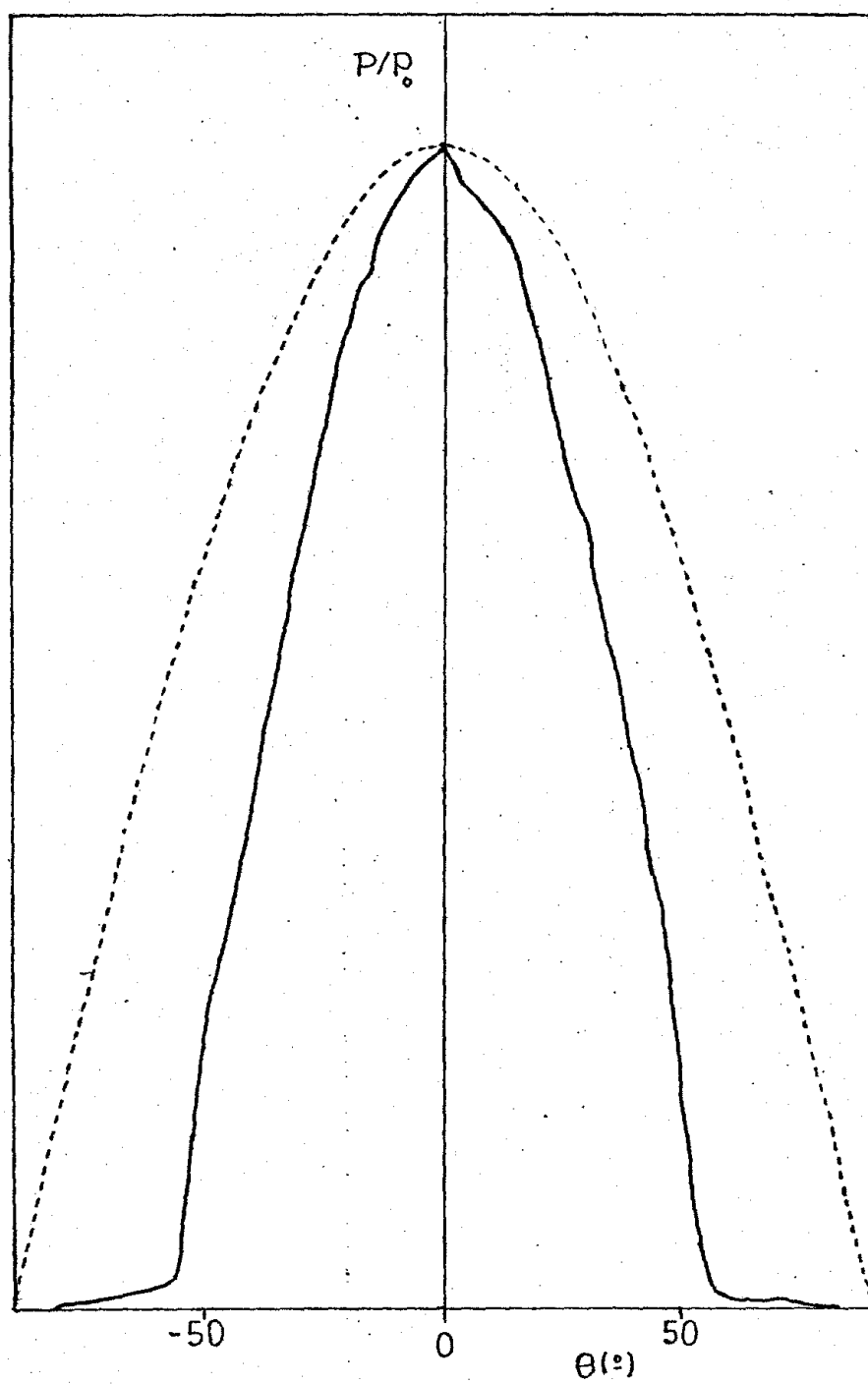


Figura 2.6 - Distribuições de potência no campo distante
para o laser L_2

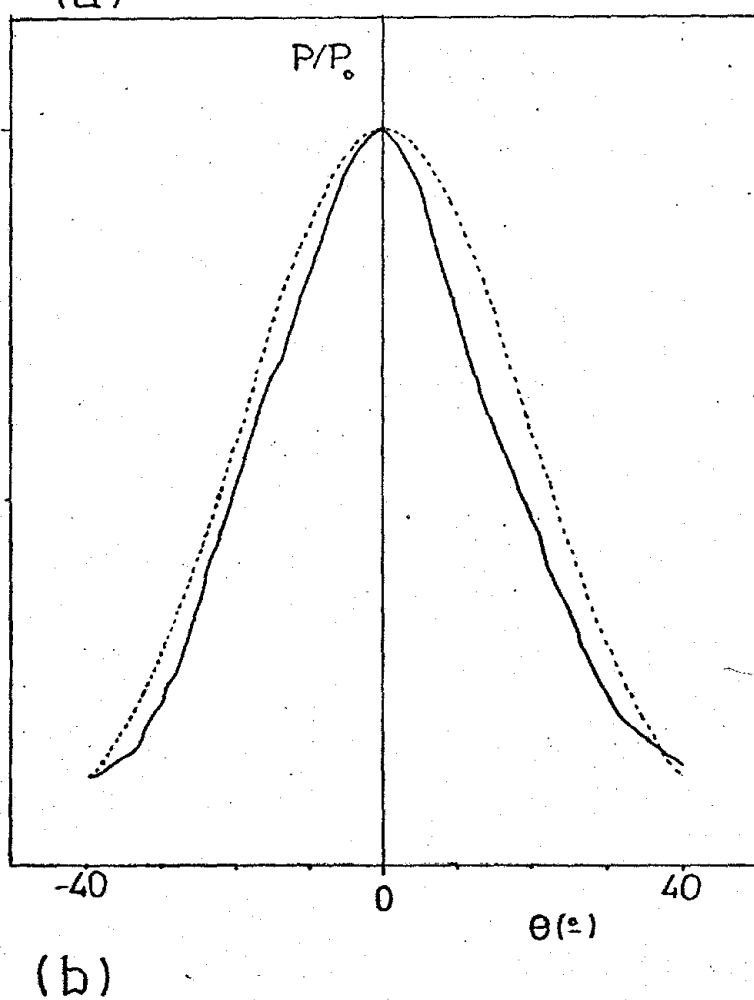
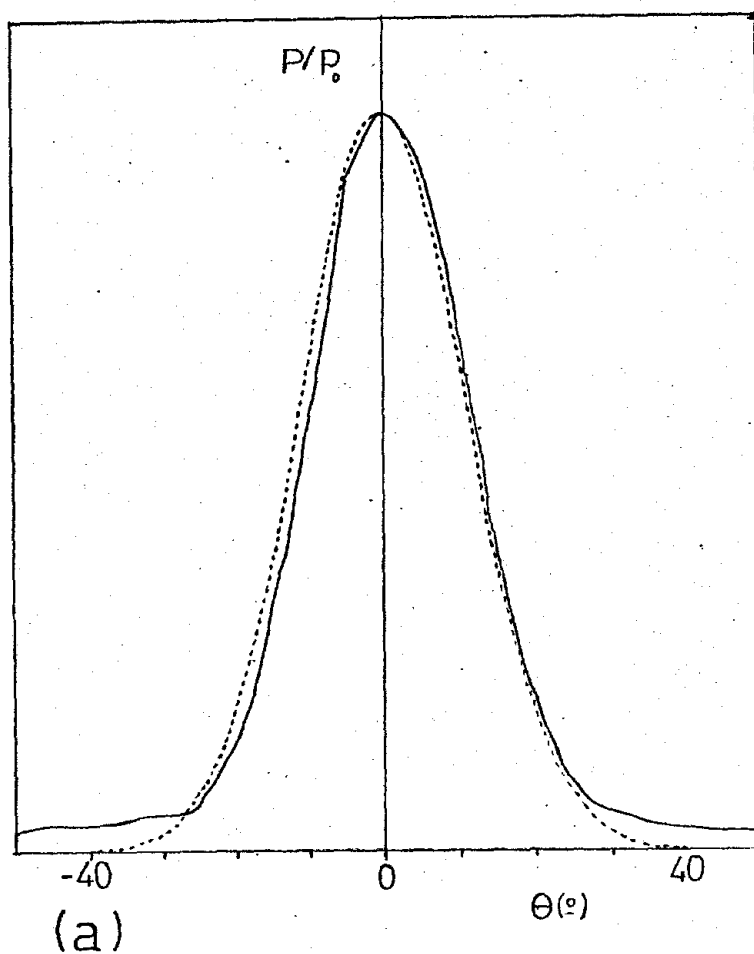


Figura 2.7 - Distribuições de potência no campo distante para o laser L_3

(a) na direção paralela ao stripe

(b) na direção perpendicular ao stripe

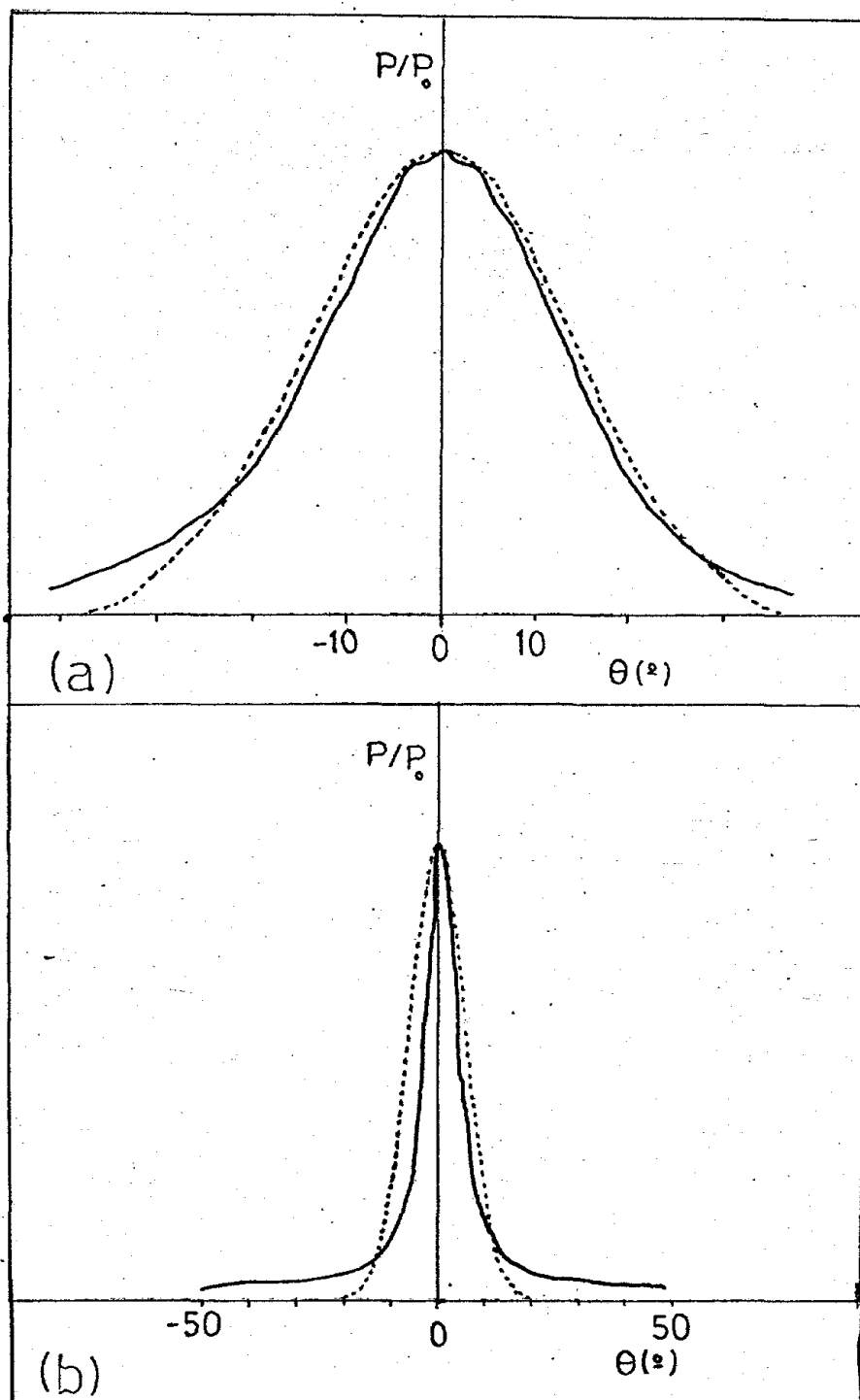


Figura 2.8 - Distribuições de potência no campo distante
para o laser L_4

(a) na direção paralela ao stripe

(b) na direção perpendicular ao stripe

2.2.3 - Acoplamento frontal laser/fibra (Butt Coupling)

Uma vez que conhecemos a abertura numérica da fibra e os ângulos de divergência do feixe de luz emitido pelo laser, podemos determinar teoricamente qual é a eficiência de acoplamento frontal laser-fibra com extremidade plana.

Fazendo a aproximação de que a luz do laser tem distribuição gaussiana, pode-se demonstrar que⁽¹⁾:

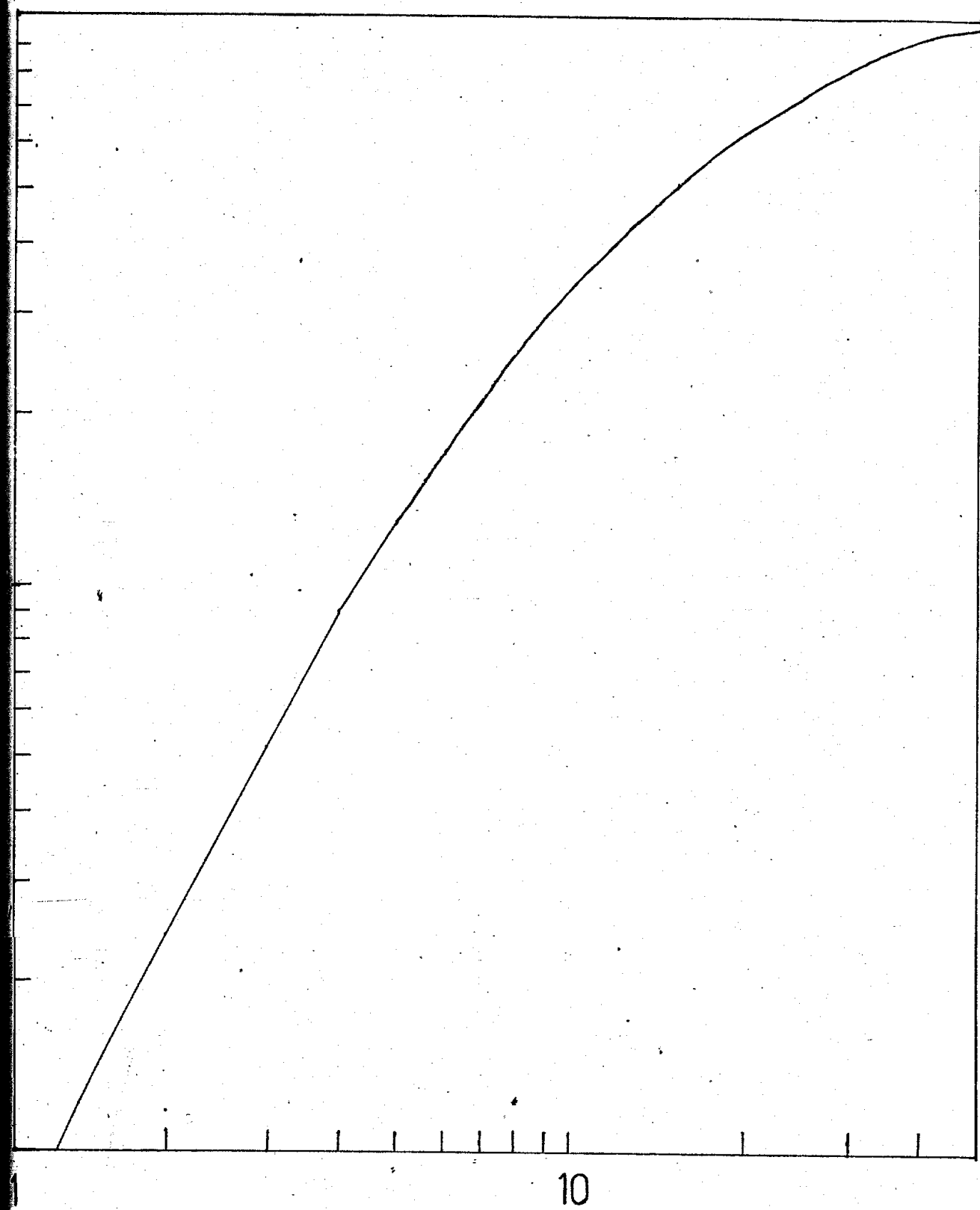
$$\eta_{th} = \operatorname{erf} \left(\sqrt{2} \frac{\theta}{\theta_{//}} \right) \operatorname{erf} \left(\sqrt{2} \frac{\theta}{\theta_{\perp}} \right)$$

onde $\operatorname{erf}(x)$ é a função erro de x .

Tomando parâmetros típicos para os ângulos de divergência de luz do laser semiconductor, $\theta_{//} = 9^\circ$ e $\theta_{\perp} = 45^\circ$, e para o ângulo de aceitação da fibra, $\theta_a = \sin^{-1}(0.2) = 11.5^\circ$, verificamos, de acordo com a figura 2.9, que a teoria prevê uma eficiência de acoplamento superior a 40%. Na prática, tal eficiência não é observada. Para fibra multimodo tipicamente usada em comunicação, as eficiências estão entre 20 e 30%. As razões para eficiência experimentais menores que a teórica são as seguintes:

(i) fizemos uma aproximação ao supor uma distribuição gaussiana perfeita para a luz do laser. A TABELA IV, que mostra os valores para as áreas da gaussiana perfeita e da figura experimental, revela um fato bastante comum: em geral, a distribuição da luz do laser no campo distante se assemelha a uma gaussiana, ora apresentando-se mais larga, ora mais estreita do que ela;

(ii) a face da fibra geralmente apresenta fissuras



SEMI-ÂNGULO DE ACEITAÇÃO (θ) [graus]

Figura 2.9 - Eficiência teórica versus o ângulo de aceitação da fibra

TABELA IV

LASER Nº		ÁREAS PONTOS.TEÓRICOS	(Simpson) PTS.EXP.
1	↓	56.07	50.71
	//	13.16	10.32
2	↓	95.00	71.73
	//	90.30	73.60
3	↓	46.42	41.17
	//	13.71	14.10

e defeitos de não-planicidade causados por imperfeições no corte. Graças à técnica de polimento usada (a ser apresentada na seção 2.5), verificamos que uma fibra plana polida apresenta um incremento na eficiência do lançamento sobre uma face plana obtida com cortes. Detalhes serão dados a seguir.

Se a fonte usada é um LED ou um laser em emissão espontânea, a eficiência teórica é dada por:

$$\eta_{th} = (A.N.)^2$$

Para uma fibra típica, então, com $A.N.=0.2$, a teoria prevê uma eficiência de 40% quando uma fonte lambertiana é usada. Também neste, os valores experimentais se afastam dos teóricos. As razões são as mesmas citadas acima, considerando-se agora a lambertiana perfeita versus os pontos experimentais.

2.3 - Técnicas para aumentar a eficiência de lançamento

As baixas eficiências no acoplamento frontal laser-fibra com extremidade plana (PE), tipicamente da ordem de 20-30%, suscitarão o aparecimento de técnicas alternativas que podem ser divididas em dois grupos:

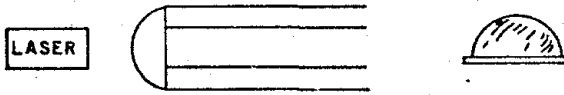
(I) modificação da extremidade de entrada da fibra, mediante a formação de microlentes, produção de afilamento ou polimento; (figura 2.10 (a)).

(II) introdução de elementos ópticos entre o laser e a fibra, tais como lentes cilíndricas ou SELFOC. (figura 2.10 (b)).

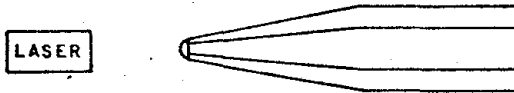
ALGUMAS TÉCNICAS PARA AUMENTAR A EFICIÊNCIA DE LANÇAMENTO (n)

CONFIGURAÇÃO

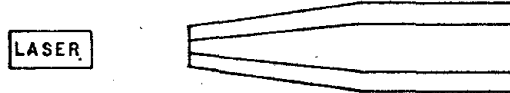
(a) Micro lente Hemisférica (HE)



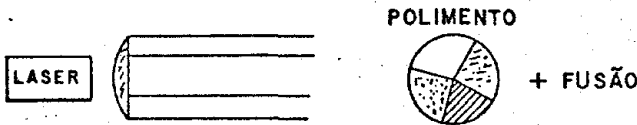
(b) Afilamento Extremidade Hemisférica (TH)



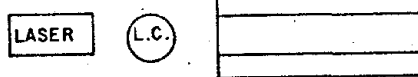
(c) Afilamento com Extremidade Plana (TP)



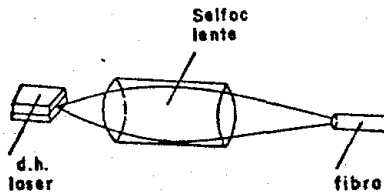
(d) Micro lente Hemilipsoidal



(e) Lente Cilíndrica Colocada Entre o Laser e a Fibra



(f) Lente Selfoc Entre o Laser e a Fibra



(g) Combinação de Lentes Selfoc e Cilíndrica

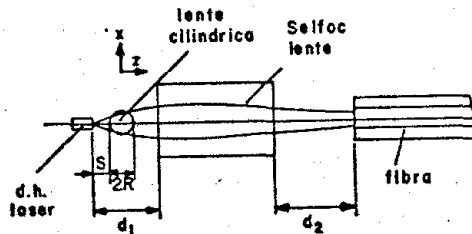


FIGURA 2.10

Os objetivos destas técnicas alternativas são:

(i) criar uma abertura numérica efetiva maior na extremidade de entrada, possibilitando o guiamento de raios antes não aceitos pela extremidade plana;

(ii) atuar sobre os ângulos de divergência do campo distante do laser, de modo a suavizar sua distribuição astigmata de luz, transformando raios que antes se perdiam em raios passíveis de guiamento pela fibra.

Pretendemos discutir nesta seção algumas das mais importantes técnicas para aumentar a eficiência de lançamento.

(I) *FORMAÇÃO DE MICROLENTES HEMIESFÉRICAS SOBRE A EXTREMIDADE DE UMA FIBRA*

O papel de uma microlente hemiesférica é aumentar o ângulo de aceitação efetiva da fibra, permitindo que raios não aceitos pela extremidade plana sejam agora guiados.

O desempenho destas microlentes foi estudado principalmente por Bracket⁽²⁾, em termos dos parâmetros: a/r , $d/2r$, (onde a é a distância entre o laser e a fibra e d o diâmetro do núcleo e r o raio da lente), θ , o ângulo lançado pela fonte e γ o ângulo após refração.

- Técnicas para formação da microlente

(i) A extremidade da entrada da fibra pode ser fundida por microchama⁽³⁾ ou com o auxílio de um laser de Co_2 ⁽⁴⁾. Este método apresenta restrições quanto à repetibilidade, segun

do estudos realizados em nossos laboratórios.

(ii) Usando o fato de que "líquidos que possuem viscosidade diferentes formam gotinhas diferentes em aspecto, como resultado da tensão superficial", a fibra pode ser mergulhada em um recipiente contendo resina fundida que, depositada em sua superfície, se solidificará tomando o aspecto de uma microlente hemiesférica⁽⁵⁾. Deve-se garantir a planicidade da extremidade da fibra, evitar movimentos abruptos na direção vertical quando se afasta a fibra da resina, mergulhar a fibra a uma profundidade de vários diâmetros e fazer um controle severo no microscópio.

(iii) As taxas do *etching* (ataque químico) de agentes químicos em vidros de sílica aumentam com a concentração de dopantes. Exceções são os vidros de borosilicato e germanosilicato atacados por HF. Nestes casos, a taxa de *etching* decresce com o aumento da concentração de dopantes. Tal idéia foi usada⁽⁶⁾ em uma fibra ICVD (Internal Chemical Vapour Deposition), dopada com germânio/boro. Atacada por HF, a região do núcleo formará uma mesa irregular refletindo a composição e a estrutura de seus dopantes. Como a viscosidade do núcleo dopado a altas temperaturas é mais baixa do que a viscosidade do quartzo puro da casca, é possível, controlando o aquecimento da extremidade que sofreu ataque químico, deformar a mesa irregular em uma figura esférica suave, sem afetar o aspecto da casca de quartzo. Esta figura pode atuar como uma lente óptica com índice de refração da ordem de 1.47 e raio de curvatura determinado pelo volume da mesa atacada. Este método apresenta a desvantagem de exigir fibras com composição especial. Além do mais, a região que sofreu ataque químico torna-se extremamente frágil e tem sua fragilidade aumentada por aquecimento.

(iv) L. D'Auria et al⁽⁷⁾ sugerem a deposição de vidros de alto índice de refração sobre a superfície da fibra. Como a temperatura de fusão da sílica é superior a 1530°C, vidros fundidos a temperaturas inferiores a esta podem ser empregados na confecção de lentes. Contudo, a composição química da fibra deve ser conhecida para que a composição do vidro garanta um casamento nos coeficientes de expansão térmica dos materiais envolvidos.

(v) O problema de centragem das microlentes em relação ao eixo da fibra PE discutido por Dakss et al⁽⁸⁾ que apresentam um método de auto-centragem, visando contornar as dificuldades do método proposto por Khoe et al⁽⁹⁾, e que usa um laser como *assistente* no processo de centragem. No método de Dakss, a fibra, com sua extremidade plana clivada, é previamente molhada com adesivo (epóxi). Com o auxílio de um microscópio e de microposicionadores, ela é, então, centrada sobre a lente de microesfera. Desce-se a fibra sobre a microlente até que o epóxi entre em contato com ela. Por causa da tensão superficial, quando a fibra é erguida, o epóxi leva consigo a lente. Graças à combinação da tensão superficial do adesivo com a gravidade, a lente se move até que esteja sobre ou muito próxima ao eixo da fibra.

(vi) As dificuldades inerentes ao processo de produção de microlentes, descritas por Benson et al⁽¹⁰⁾ podem ser assim resumidas: o processo de se fundir lentes sobre a extremidade da fibra varia consideravelmente com o tipo de fibra. Assim, em fibras com núcleos relativamente pequenos e cascas pouco espessas, observa-se uma planicidade indesejável nas microlentes. Este efeito é uma consequência da presença de diferentes pontos

macios (softening points) nos materiais do núcleo e da casca.

Timmermann⁽¹¹⁾ contorna estes problemas usando materiais com baixo ponto de fusão e, assim, eliminando as influências do material da fibra.

Para conseguir uma lente com um raio ótimo que esteja de acordo com o raio do núcleo, a casca é total (no caso de fibras com perfil de índice gradual) ou parcialmente (no caso de fibras com perfil de índice degrau) destruída por ataque químico.

- Comentários sobre as técnicas descritas

Apresentamos na TABELA V as várias maneiras de se preparar microlentes hemiesféricas com referências e o fator de aumento que cada uma delas representa em relação ao acoplamento frontal laser-fibra plana.

De todas as maneiras de se fazer microlentes hemiesféricas, a mais eficiente é a apresentada por Timmermann, com um fator de aumento de 4 vezes sobre a fibra PE (plana).

TABELA V

COMPARAÇÃO DAS TÉCNICAS DE PRODUÇÃO DE MICROLENTES HEMIESFÉRICAS

TÉCNICAS	REFERÊNCIAS	FATOR DE AUMENTO
(i) MICROCHAMA	Bracket (2)	3.4
(i) LASER CO ₂	Marlete (1)	1.6
(ii) LENTE DE RESINA	Wittman (5)	2.0
(iii) ETCHING+FUSÃO	Hopland (6)	2.82
(iv) LENTE COM ALTO ÍNDICE DE REFRAÇÃO	L. D'Auria (7)	1.2
(vi) LENTE COM MATERIAL DE BAIXO PT. FUSÃO	Timmermann (11)	≈ 4.0

(II) *FORMAÇÃO DE MICROLENTES HIPERBÓLICAS SOBRE A EXTREMIDADE DE UMA FIBRA*

O papel de uma microlente hiperbólica é atuar so bre os raios emitidos pela fonte de modo que, refratados ao atingir o núcleo da fibra, eles se propaguem paralelos a seu eixo.

Embora as microlentes hemiesféricas ofereçam a vantagem de uma fabricação simples, sua teoria, desenvolvida por Brackett⁽²⁾, demonstra suas desvantagens:

(i) Quando o raio de curvatura da lente, que é essencialmente igual ao raio externo da fibra, se torna grande quando comparado ao raio do núcleo, o fator de aumento na eficiência de acoplamento se torna pequeno;

(ii) Lentes esféricas se tornam menos efetivas quando usadas com fibras de índice gradual, como a SELFOC.

As lentes hiperbólicas, propostas por Kurokawa e Becker⁽¹²⁾, pretendem contornar estas desvantagens.

Sua fabricação se resume em dois passos: polimento da face da fibra em pirâmide e fusão da superfície polida.

Embora seja um método trabalhoso, a microlente hiperbólica fornece um fator de aumento de 5 vezes sobre o acoplamento frontal laser-fibra plana.

(III) FIBRAS COM EXTREMIDADE AFILADA (TAPER)

O afilamento da extremidade de entrada da fibra tem por objetivo aumentar a abertura numérica da fibra, criando uma abertura numérica efetiva dada por:

$$(AN)_{ef} = R (AN)_{nom}$$

onde ef significa efetiva

nom significa nominal

e $R = d_2/d_1$ - razão de afilamento

d_2 = diâmetro do núcleo

d_1 = diâmetro do núcleo no afilamento

Podemos ter fibras com extremidade afiladas planas e hemiesféricas.

(a) *Fibras com extremidade afilada plana*

Hã dois métodos de se conseguir fibras com esta configuração, descritos por Ozeki et al⁽¹³⁾:

(i) Pode-se fazer um ataque químico diferencial com o objetivo de reduzir núcleo;

(ii) Pode-se aquecer e puxar a fibra, provocando, assim, o seu afilamento.

Ambas as extremidades, preparadas por (i) e (ii), são tensionadas e clivadas para se ter a extremidade plana.

O acoplamento frontal laser-fibra plana ap^{resen}tu⁽¹³⁾ uma eficiência de 30%.

Para o caso (i), no qual a técnica de ataque químico foi usada, a eficiência experimental foi de 87%.

Para o caso (ii), onde a fibra teve o seu diâmetro alterado, a eficiência medida foi de 97%.

Os autores sugerem que a diferença encontrada (10%) em termos de eficiência nas duas técnicas deve-se ao fato de que o ataque químico usado para produzir o afilamento causa o aparecimento de pequenas rugosidades na superfície atacada, que são responsáveis por espalhamentos.

(b) *Fibras afiladas com extremidade hemiesféricas*

Obter um afilamento com extremidade plana por po

limento ou corte é, todavia, um processo difícil e problemático.

Para contornar tais dificuldades, Kuwahara et al⁽¹⁴⁾ propuseram que se fizesse, na extremidade afilada, uma microlente hemiesférica com as seguintes vantagens:

- (i) simplificação na execução;
- (ii) diminuição da flutuação de potência causada pela luz refletida;
- (iii) o ponto de eficiência máximo é ligeiramente distante da faceta do laser.

A extremidade afilada com hemiesfera é feita com uma descarga de arco voltaico, onde, controlando-se a distância entre os dois eletrodos, o tempo de descarga elétrica e a velocidade de puxamento, consegue-se uma boa repetibilidade.

Valores para eficiências superiores a 80% foram obtidos com este método.

Experiências realizadas em nossos laboratórios⁽¹⁾ demonstram que a produção de um afilamento diminui sensivelmente a resistência mecânica da fibra (o método (ii) de aquecimento e puxamento da fibra foi usado). Assim, torna-se extremamente difícil cortar a extremidade afilada de modo a dar-lhe uma face plana. As tentativas realizadas no sentido de comprovar os resultados de Ozeki et al⁽¹³⁾ revelaram que as condições de repetibilidade na confecção de um afilamento com extremidade plana são praticamente nulas.

(IV) LENTE CILÍNDRICA ENTRE O LASER E A FIBRA

O papel da lente cilíndrica é atuar sobre as dimensões do feixe, aumentando-as no sentido perpendicular à junção e colimando-o.

Pode-se produzir uma lente cilíndrica sobre a extremidade da fibra⁽¹⁵⁾. Contudo, a técnica de produção é um pouco difícil. A maneira mais simples de se ter uma lente cilíndrica é usar uma fibra sem casca como lente cilíndrica⁽¹⁶⁾.

Pode-se produzir lentes cilíndricas de fibra descasando a fibra, ou seja, reduzindo-a às dimensões do núcleo, após submetê-la a um ataque químico. A ação de reagentes químicos sobre a fibra, embora eficiente em termos de tempo gasto e eliminação efetiva da casca, aumenta sobremaneira a fragilidade da fibra, além de exigir cuidados especiais no manuseio de ácidos (HF concentrado). Outra possibilidade seria a de puxar lentes cilíndricas, ou seja, puxar fibras cuja constituição se limite ao núcleo.

Dispomos, em nossos laboratórios, de fibras com núcleos *gigantes* para fins de comunicação óptica: 125, 200 e 400 μ m. São fibras com núcleo de sílica pura, rodeado de uma casca de silicone, material de fácil remoção.

Pequenos pedaços destas fibras (≈ 5 cm) foram cortados, descascados e limpos com acetona, transformando-se em lentes cilíndricas de fibra.

As lentes de fibras foram presas em uma montagem especial, ilustrada na fig. 2.17(c). Seu comportamento foi verifica

do com a ajuda de um laser de HeNe. Observamos que a lente cilíndrica possui a capacidade de *esticar* o feixe na direção perpendicular à direção na qual ela está posicionada.

Usando o laser LCW10 (403), traçamos o campo distante para o acoplamento laser/lente de 400 μm , verificando que:

$$\theta_{//} = 3.5^\circ \quad (\text{laser}) \text{ foi aumentado para } 42.5^\circ \text{ com a lente de fibra}$$

$$\theta_{\perp} = 22^\circ \quad (\text{laser}) \text{ foi aumentado para } 36.5^\circ$$

A eficiência medida para o acoplamento frontal laser-fibra de 400 μm , com sua extremidade plana polida (é muito difícil conseguir um bom corte para estas dimensões de núcleo), foi de 55%. A potência emitida pela fonte foi cuidadosamente mantida em 10 mW.

Inserimos as lentes de 400 μm , 200 μm e 125 μm , otimizando as distâncias entre o laser e a lente e entre a lente e a fibra. Apresentamos os resultados na TABELA VI. Observamos que, diminuindo estes espaçamentos, a potência de saída da fibra oscilava, denotando forte presença de *feed-back* óptico para o laser.

TABELA VI

ACOPLAMENTO LASER/LENTES CILÍNDRICAS - FIBRA DE 400 μm

LENTE	d_1 (μm)	d_2 (μm)	P_{entrada}	PERDA NA LENTE	$P_{\text{saída}}$	η	FATOR DE AUMENTO
x-x	x-x	x-x	10 mW	x-x	5.5 mW	55%	x-x
400 μm	150	≈ 70	9.0 mW	1.0mW-10%	8.0 mW	$\approx 89\%$	1.6
200 μm	100	≈ 80	8.4 mW	1.6mW-16%	6.7 mW	$\approx 80\%$	1.45
125 μm	125	150	7.8 mW	2.2mW-22%	6.5 mW	83%	1.5

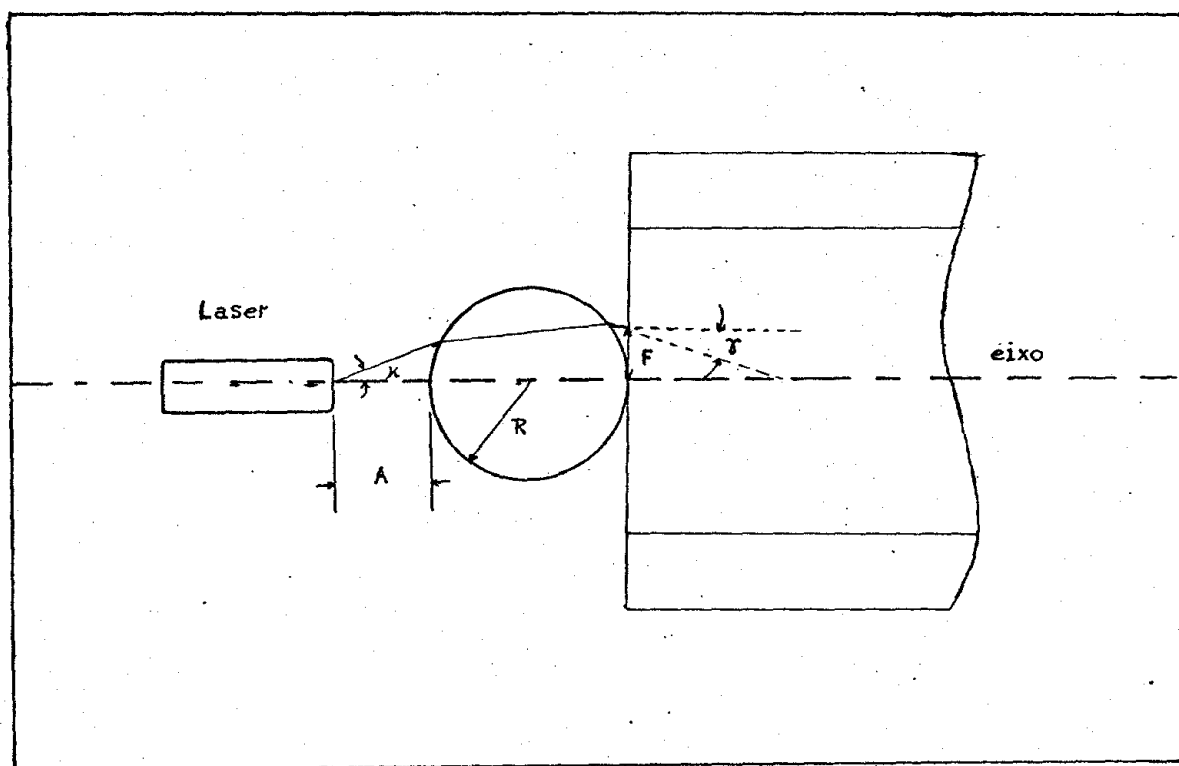


Fig. 2.11 - Acoplamento laser/lente cilíndrica-fibra⁽¹⁶⁾

- A - separação entre o laser e a fibra
- R - raio da lente
- F - distância do eixo quando o raio intercepta o eixo no ângulo de incidência γ .

e a lente e o seu raio R , devem ser muito bem controlados. Os fatores de aumento com este tipo de configuração vão de 3.4 a 5, um resultado bastante bom.

(V) LENTE SELFOC INTRODUZIDA ENTRE O LASER E A FIBRA

A lente SELFOC (marca registrada) é uma microlente que possui características de performance excelentes. Trata-se de um meio de lei quadrática, útil para mudar as dimensões do feixe incidente. Possui grande abertura numérica e um poder focalizador bastante acentuado.

(i) Lente SELFOC circular

Sua estrutura é definida pela equação:

$$N = N_0 \left(1 - \frac{A}{2} r^2 \right) \quad (2.1)$$

onde N_0 é o índice de refração sobre o eixo

N é o índice de refração a uma distância r (mm) do eixo

A é uma constante positiva (mm^{-2})

r é a coordenada radial

Se o raio da lente é R , e ΔN a diferença em índice de refração sobre o eixo e na periferia, de (2.1) temos que:

$$\Delta N = \frac{1}{2} N_0 A R^2 \quad (2.2)$$

Quando a luz é injetada em uma extremidade da SELFOC, ela passará através de um caminho óptico senoidal ao redor do eixo. Se o feixe é injetado na SELFOC no ponto 0 sobre o eixo

e a um ângulo máximo de incidência θ_c ; o caminho óptico deste feixe é dado por:

$$r = R \operatorname{sen}(\sqrt{A} \cdot 2) \quad (2.3)$$

Este comportamento pode ser observado na figura 2.12.

Se o ângulo de refração é θ , pela figura 2.12 vemos claramente que:

$$\tan \theta = \left(\frac{dr}{dz} \right)_{z=0}$$

Com o auxílio da equação (2.3), temos, então, que:

$$\tan \theta = R \sqrt{A}$$

mas,

$$R \sqrt{A} = \left(\frac{2 \Delta N}{N_o} \right)^{1/2} \quad \text{da equação (2.2)}$$

daí:

$$\tan \theta = \left(\frac{2 \Delta N}{N_o} \right)^{1/2} \quad (2.4)$$

A lei de Snell estabelece que:

$$\operatorname{sen} \theta_c = N_o \operatorname{sen} \theta$$

onde θ_c é o ângulo de incidência

Com o auxílio da equação (2.4) e relações trigonométricas simples, a lei de Snell pode ser reescrita como:

$$\operatorname{sen} \theta_c = N_o \left(\frac{2 \Delta N}{N_o + 2 \Delta N} \right)^{1/2} \quad (2.5)$$

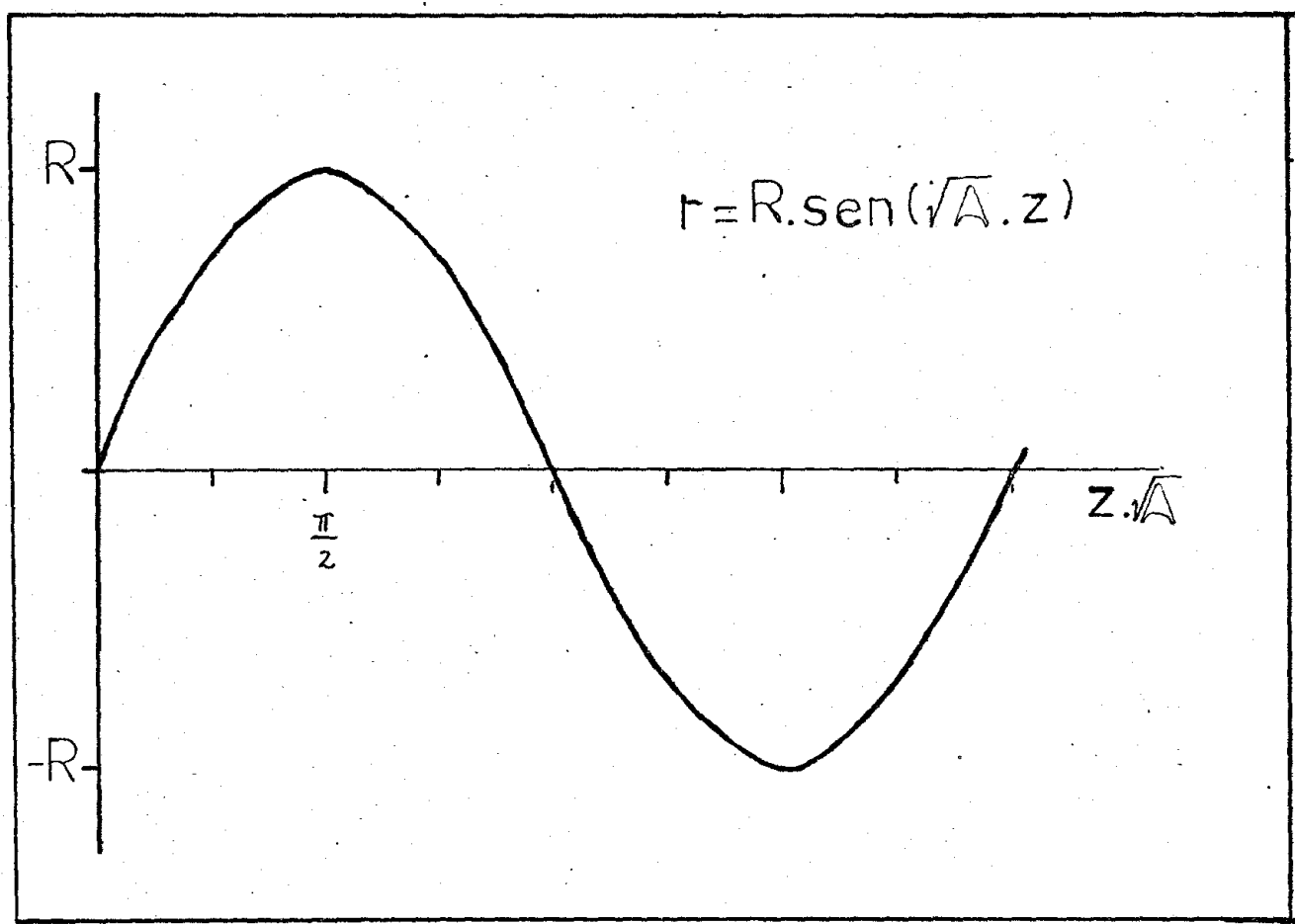


Figura 2.12 - Caminho Óptico dos raios em uma lente
SELFOC

O comprimento periódico do caminho óptico, L , é facilmente determinado pela figura 1, como sendo:

$$L = \frac{2}{\sqrt{A}}$$

Com o auxílio da equação (2.2), temos que:

$$L = \sqrt{2} \cdot \pi R \left(\frac{N_0}{\Delta N} \right)^{1/2} \quad (2.6)$$

É através deste caminho óptico senoidal que a SELFOC desempenha seu papel de lente.

O comprimento focal da lente SELFOC é dado pela equação:

$$F = \frac{1}{N_0 \sqrt{A} \sin(\sqrt{A} \cdot Z)} \quad (2.7)$$

onde Z é o comprimento da lente. A fig. 2.13 ilustra a relação entre o comprimento focal da lente SELFOC e seu comprimento, Z .

- Resultados experimentais

As especificações, fornecidas pelo fabricante, para as lentes disponíveis são:

$$N_0 = 1.616$$

$$A = 0,16 \text{ mm}^{-2}$$

$$L = Z = 15.6 \text{ mm}$$

$$2R = 1.5 \text{ mm}$$

Com estes dados, desenhemos a estrutura da lente que pode ser vista na figura 2.14.

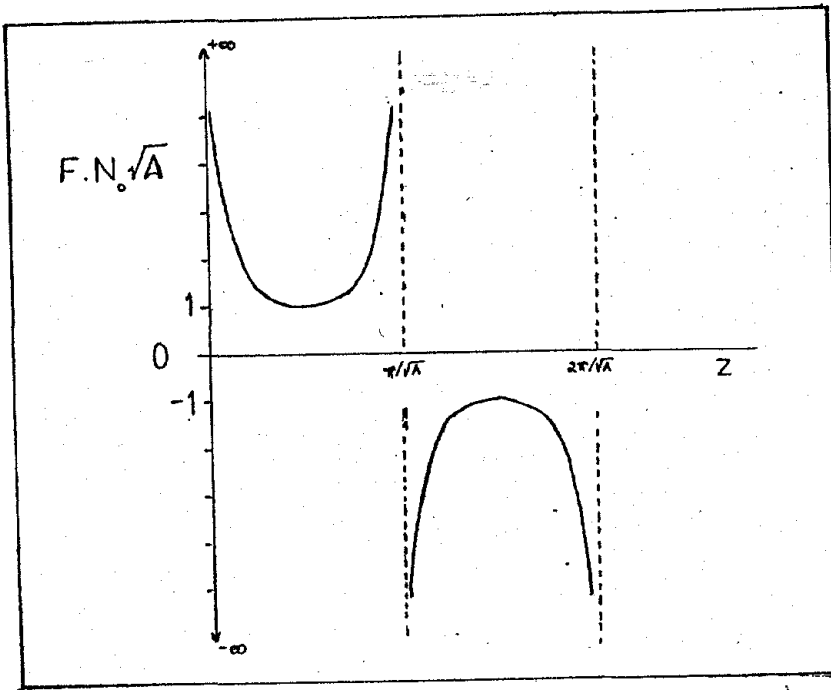


Figura 2.13 - Comprimento focal da lente SELFOC em função do seu comprimento, Z (mm)

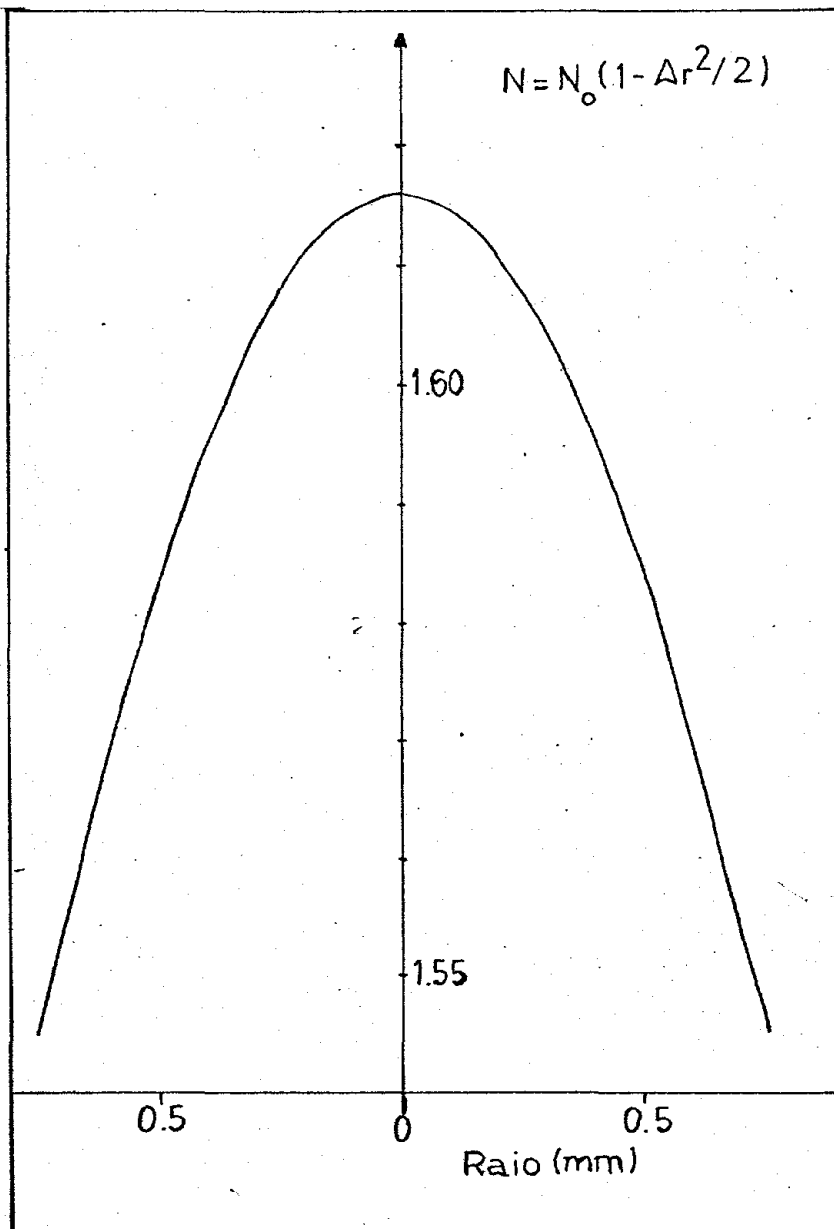


Figura 2.14 - Estrutura de uma lente SELFOC em termos do índice de refração versus o raio (mm)

Da equação (2.2) temos que $\Delta N = 0.0727$.

Da equação (2.3), então $\theta_c = 27.7^\circ$, implicando que:

$$A.N. = 0.4643$$

O comprimento focal da lente, F , é igual a 14 mm.

Usamos um laser semicondutor em emissão espontânea, acoplando sua luz em uma fibra de 200 μm de núcleo e em uma fibra FUJIKURA.

O acoplamento da luz de um LED (ou laser semicondutor em emissão espontânea) fornece valores bastante baixos de eficiência. Como já foi dito, a possibilidade de se usar um LED como fonte de luz é uma das vantagens que a fibra multimodo detém quando comparada com a fibra monomodo. A presença da lente SELFOC, com seu grande poder de concentrar o feixe, deve aumentar as eficiências obtidas no acoplamento frontal laser-fibra plana.

(a) Acoplamento laser/SELFOC - fibra de 200 μm

A potência emitida pelo laser foi de 1.0 mW. Acoplando a SELFOC a uma distância da ordem de 0.5 mm, medimos a potência de saída de 250 μW . Observamos que esta potência se mantém numa larga margem de deslocamento axial da SELFOC em relação ao laser. Portanto, o posicionamento da SELFOC em relação ao laser não é crítico quando se afasta a lente do dispositivo.

Na TABELA VII apresentamos os resultados obtidos.

TABELA VI-I

ACOPLAMENTO LASER/SELFOC-FIBRA DE 200 μm

MEDIDAS SEM LENTE		MEDIDAS COM LENTE			
$P_2 (\mu\text{W})$	$\eta (\%)$	DISTÂNCIA LASER/SELFOC	DISTÂNCIA SELFOC/FJ	$P_2 (\mu\text{W})$	$\eta (\%)$
110*	11.0	$< 0.5\text{mm}$	$\approx 4\text{mm}$	81.5	32.6
110*	10.0	$< 0.5\text{mm}$	$\approx 4\text{mm}$	70.0	28.0
93**	9.3	$\leq 0.5\text{mm}$	$\approx 4\text{mm}$	75.5	30.2
100.5**	10.5	$\leq 0.5\text{mm}$	$\approx 4\text{mm}$	76.0	30.4
		$\leq 0.5\text{mm}$	$\approx 4\text{mm}$	77.0	30.8
		$< 0.5\text{mm}$	10mm	51.0	20.4
		$< 0.5\text{mm}$	6mm	67.0	26.8
		$\approx 0.5\text{mm}$	4mm	76.0	30.4
100	10.0	$\approx 1.0\text{mm}$	2mm	91.0	36.4
		$< 0.5\text{mm}$	4mm	87.0	34.8
		$> 1.0\text{mm}$	$\leq 2\text{mm}$	87.0	34.8

* significa que as extremidades de entrada e saída da fibra foram invertidas.

** significa que foi dado um novo corte e que, posteriormente, as extremidades foram invertidas.

Os resultados da tabela acima deixam claro que é preciso otimizar os espaçamentos envolvidos. Observa-se um fator de aumento de 3.64 em relação ao acoplamento frontal laser-fibra.

As causas da baixa eficiência no acoplamento frontal são:

- (i) imperfeições no corte, dadas as dimensões da fibra;
- (ii) o fato, já comentado, de que estamos usando o laser em emissão espontânea, o que significa que os dois ângulos de divergência, tomados em relação ao stripe, são da mesma ordem, assumindo, ambos, altos valores.

(b) Acoplamento laser/SELFOC - fibra FUJIKURA

Notamos, inicialmente, que as tolerâncias nos alinhamentos laterais (direções x e y) são extremamente críticas, o que implica que a resolução de $2\ \mu\text{m}$, apresentada pelos microposicionadores usados, não se presta a tais medidas.

Os deslocamentos axiais com e sem a SELFOC interposta entre o laser e a fibra foram normalizados para fins de comparação. Os diagramas podem ser apreciados na figura 2.15. Notamos um aumento substancial na tolerância axial para queda de 1dB na potência máxima, quando se insere a lente SELFOC entre o laser e a fibra. Sem a presença da lente, a tolerância é de $34\ \mu\text{m}$. Com a presença da lente, ela aumenta para $180\ \mu\text{m}$.

A posição de foco, no qual as medidas de eficiência foram realizadas, foi também cuidadosamente verificada. Para tal, aproximamos a fibra do conjunto laser-SELFOC que foi mantido fixo. A distância ótima entre o laser e a SELFOC (d_1) é da ordem de $0.5\ \text{mm}$. Com a distância mínima entre o conjunto lente-SELFOC (d_2) da ordem de $1\ \text{mm}$, fomos afastando a fibra e atuando nas

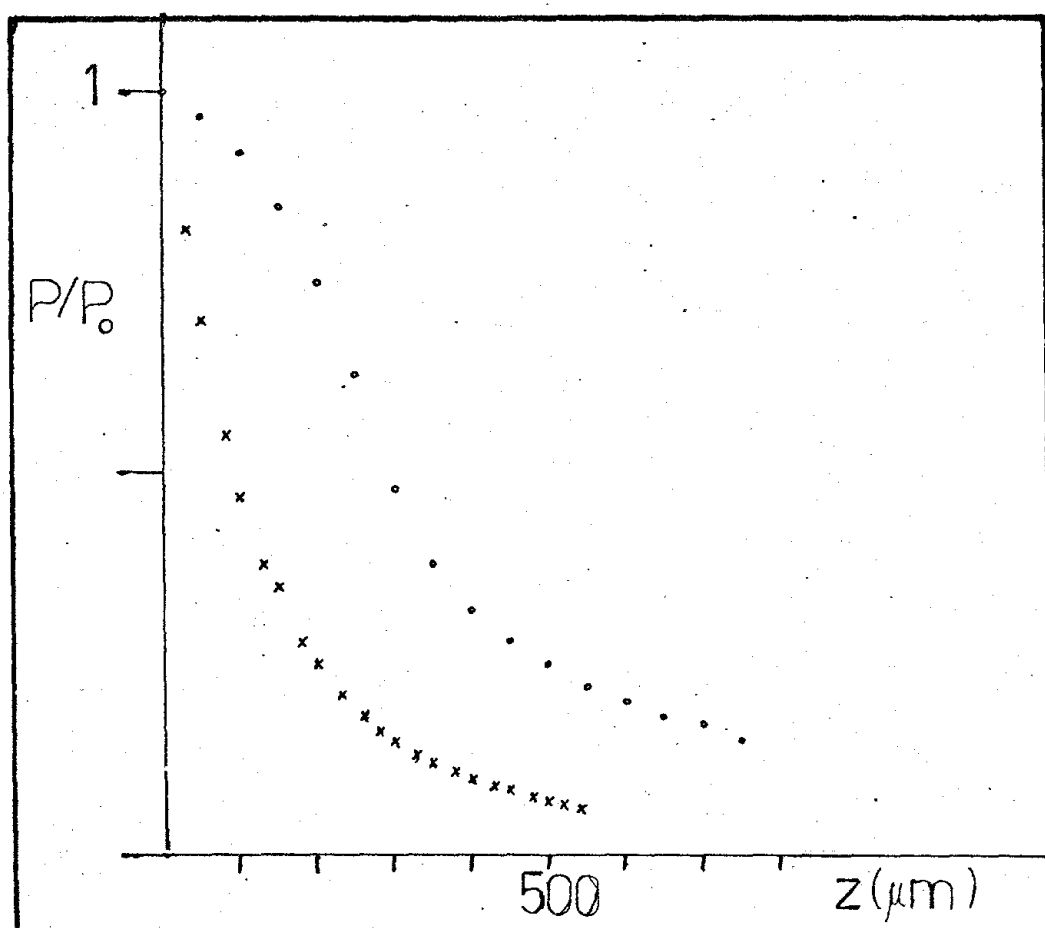


Figura 2.15 - Deslocamentos axiais obtidos no acoplamento $L_2 - F_1$. Legenda:

x x x x	sem a lente SELFOC
o o o o	com a lente SELFOC entre o laser e a fibra

direções transversais de modo a obter potência de saída máxima. O ponto de foco foi assim determinado. Observamos que, para esta situação, d_2 é igual a 2 mm. O resultado na determinação da distância ótima entre o conjunto laser/SELFOC e a fibra está na figura 2.16.

O zero da figura indica a posição de foco.

Valores de Z positivos (negativos) indicam afastamento (aproximação) do conjunto laser/SELFOC.

Notamos que a figura apresenta boa simetria em termos de potência da saída para valores de Z entre a origem e ± 150 mm.

Quando Z assume valores maiores, em módulo, que 150 μ m, a simetria é quebrada. As potências da saída para valores negativos de Z tornam-se maiores do que aqueles para os valores positivos.

Este fato indica que a proximidade da fibra do conjunto laser/SELFOC está incrementando o efeito de *feed-back* óptico que será discutido a seguir, na Seção 2.4.

Concluimos, então, que (i) os espaçamentos entre os elementos devem ser cuidadosamente otimizados, (ii) a aproximação excessiva da fibra do conjunto laser/SELFOC introduz efeitos de *feed-back* óptico manifestados por flutuações na potência da saída, que se intensificam com o decréscimo de d_2 .

Odagiri et al⁽¹⁷⁾ apresentam os seguintes resultados experimentais para o acoplamento laser/SELFOC-fibra:

- a eficiência de acoplamento varia de 39 a 44%;
- os parâmetros d_1 (distância da SELFOC ao laser) e d_2 (distância da SELFOC à fibra) foram otimizados para 0.65 e 3.5 mm, respectivamente.

A combinação lente SELFOC circular-fibra não consegue, contudo, superar o não-casamento dos diâmetros do modo da fonte e dos modos guiados pela fibra, devido ao grande astigmatismo da fonte, além de introduzir aberrações.

(ii) Lentes SELFOC "slab" introduzidas entre o laser e a fibra - Para que haja uma aproximação das condições de casamento dos modos, pode-se empregar uma combinação de lentes SELFOC "slab" e circular. A lente "slab" tem uma distribuição parabólica de índice de refração em uma direção e equivale a uma lente cilíndrica convencional. A lente "slab" transforma a saída alongada do laser em uma figura circular e a lente circular realiza o casamento dos *spot-sizes*, convergindo o feixe. Esta configuração requer, contudo, um posicionamento de extrema precisão das lentes. Para vencer estas dificuldades, usa-se duas lentes "slab" entre o laser e a fibra, posicionadas de modo que suas direções de convergência sejam perpendiculares, o que proporciona a convergência de feixe nas direções paralela e perpendicular à junção. Com esta combinação, o seguinte resultado foi obtido⁽¹⁸⁾:

- para $\theta_{//} = 16^\circ$, foi de 66%
- para $\theta_{\perp} = 40^\circ$, foi de 52%

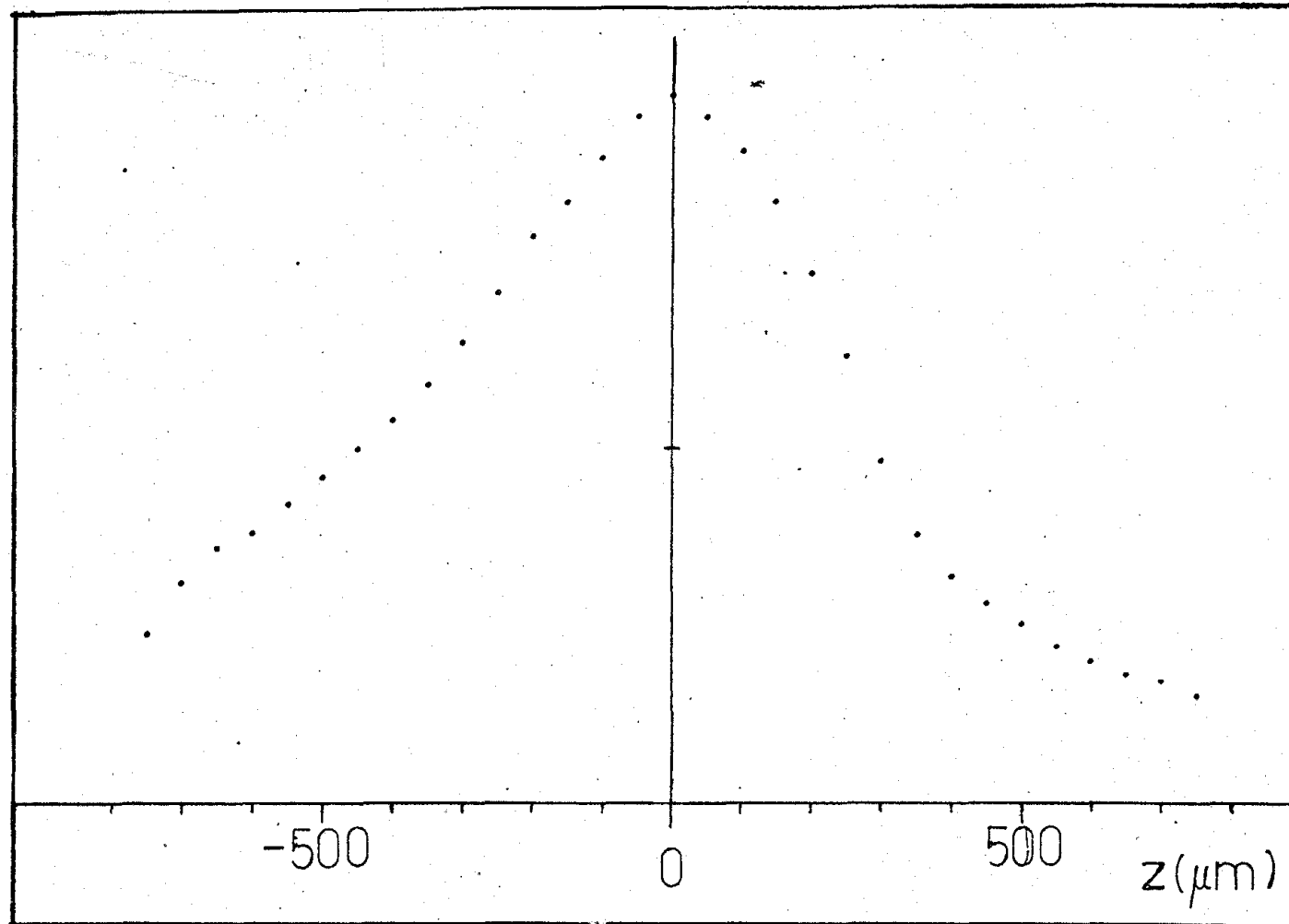


Figura 2.16 - Determinação da distância óptima entre o conjunto Laser/SELFOC e a fibra. O ponto 0 indica o foco; valores positivos (negativos) de z indicam afastamento (aproximação) da fibra da fonte.

(VI) COMBINAÇÃO DE LENTE CILÍNDRICA DE FIBRA E LENTE SELFOC
CIRCULAR INSERIDA ENTRE O LASER E A FIBRA

Esta combinação é perfeitamente análoga à descrita anteriormente; a lente SELFOC "slab" é substituída por uma lente cilíndrica⁽¹⁷⁾.

A configuração de acoplamento está ilustrada na figura 2.17.

- Resultados experimentais.

Usamos o laser LCW10(403) e a fibra FUJIKURA.

O acoplamento laser-fibra plana apresentou um resultado médio de 23%, para um total de 5 medidas de eficiência feitas.

Por questão de espaço disponível, de acordo com a montagem que foi confeccionada (ver figura 2.17 a lente SELFOC foi introduzida logo após o laser, seguida pela lente de 125 μ m.

A fibra foi acoplada ao conjunto laser/SELFOC-lente cilíndrica de fibra. As distâncias entre os vários elementos ópticos foram otimizadas para potência de saída máxima. Foi um trabalho exaustivo, realizado em duas etapas, a saber:

a) alinhamos inicialmente a fibra à lente cilíndrica, otimizando o espaçamento entre as duas. A potência emitida pelo laser foi de 7.6 mW. Na saída da combinação laser/lente de fibra, medimos apenas 2.5 mW, o que indica uma grande perda de luz. Uma vez alinhada a fibra ao conjunto laser/lente, notamos

uma baixa eficiência (de 17%), menor do que a obtida no acoplamento frontal laser-fibra. A distância entre a lente e a fibra foi estimada como estando em torno de 300 μm .

b) a seguir, introduzimos a lente SELFOC circular, já descrita na seção anterior. Como a fibra e a lente cilíndrica formavam um todo preso em um microposicionador e o laser foi mantido fixo, fomos variando a distância entre ele e a SELFOC e entre a SELFOC e o conjunto lente cilíndrica-fibra, de modo a obter uma potência de saída máxima.

Quando as distâncias ótimas foram atingidas, depois de verificar a potência de saída, a fibra foi rapidamente retirada e a potência de saída do conjunto laser/SELFOC-lente cilíndrica foi medida. Assim, temos que:

$$P_{\text{laser/SELFOC-lente cilíndrica}} = 1.0 \text{ mW}$$

$$P_{\text{saída da fibra}} = 920 \text{ } \mu\text{W}$$

o que nos fornece uma eficiência de 98%, corrigindo para as perdas por reflexão (8%).

Esta medida foi realizada mais duas vezes e os resultados encontrados foram da mesma ordem deste: 96 e 97%.

Observamos uma pequena alteração na potência de saída da fibra. Tal alteração, contudo, está bem dentro da margem de erros envolvidos nas medidas.

Observamos, ainda, que as tolerâncias (menos a axial) são extremamente críticas, exigindo uma solução mais fina de que 2 μm , a resolução dos microposicionadores usados.

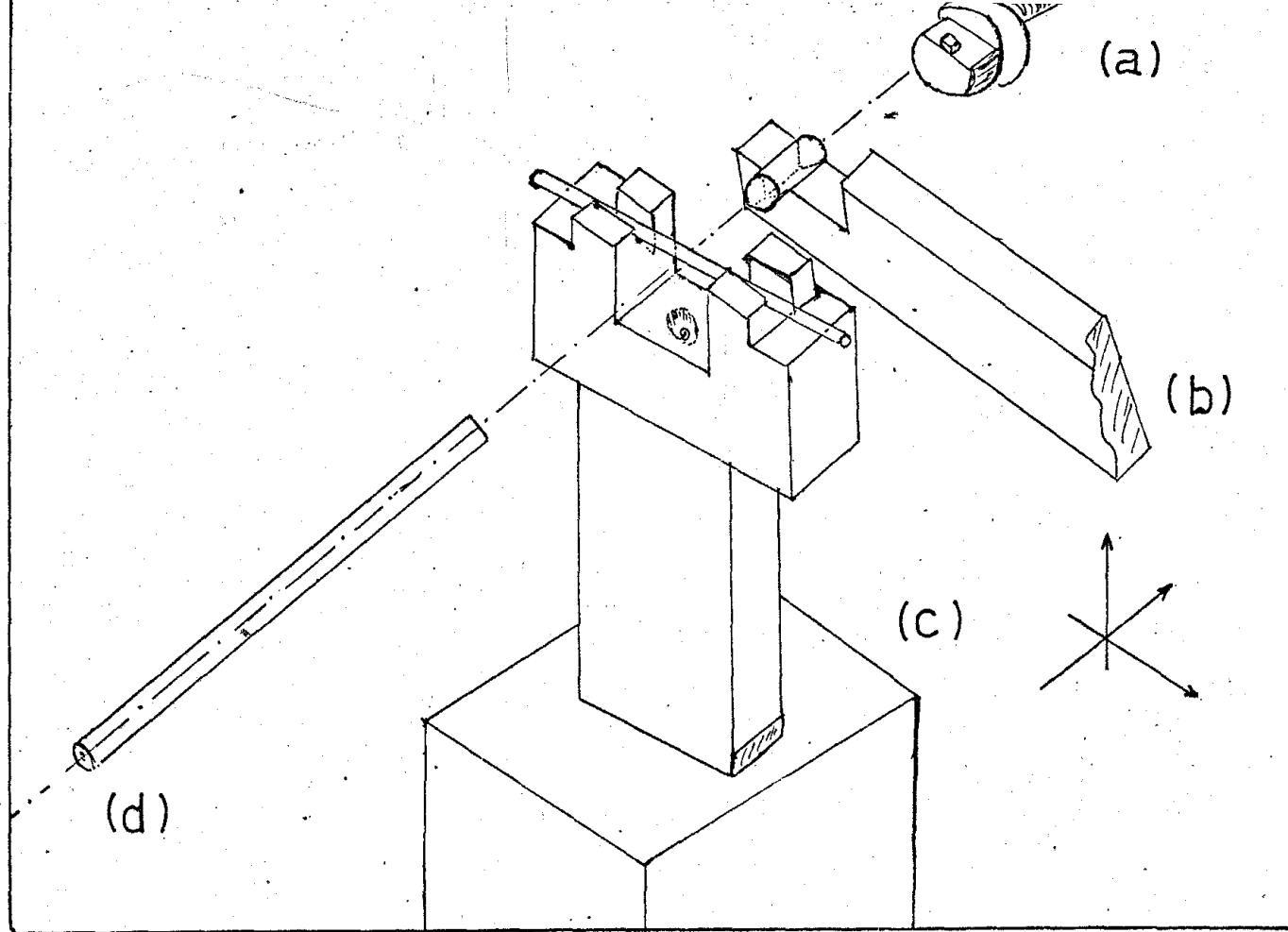


Figura 2.17 - Montagem experimental para a combinação
lente cilíndrica/lente SELFOC entre laser e fibra:

- (a) laser semiconductor encapsulado;
- (b) suporte para a lente SELFOC;
- (c) suporte para a lente cilíndrica;
- (d) fibra

N.B.: todos os elementos estão montados em microposi-
cionadores com resolução em x,y e z ($2 \mu\text{m}$)

- Comparação destas medidas com outras feitas na literatura

Odagiri et al⁽¹⁷⁾ realizaram medidas semelhantes: a lente SELFOC e a lente cilíndrica, neste caso, porém, ocupam lugares invertidos quando comparados com as medidas por nós realizadas. Os comprimentos usados para otimização da potência de saída da fibra são da ordem dos por nós encontrados (d_1 - distância entre o laser e a SELFOC = 0.65 mm e d_2 - distância entre a SELFOC e a fibra = 3.5 mm).

As eficiências obtidas⁽¹⁷⁾ variam de 81 a 87%.

Quanto aos papéis das lentes, sabemos que:

- a lente cilíndrica de fibra tem por missão atuar sobre as dimensões do feixe incidente;
- a lente SELFOC focaliza o feixe.

No caso de nossa montagem, observamos a ineficiência da lente de 125 μ m em aumentar a eficiência de lançamento. Não pudemos realizar a medida com o circuito de lentes proposto por Odagiri, mas pensamos que, muito provavelmente, não obteríamos tanto sucesso como o obtivemos, em termos de eficiência de lançamento. Não temos dados dos autores sobre as especificações da lente cilíndrica usada. A lente que usamos é menos efetiva do que uma lente cilíndrica com perfil de índice gradual. A que usamos é apenas uma fibra de 125 μ m, de núcleo que foi descascada. Invertendo o circuito de lentes, passamos o trabalho de convergir o feixe para a SELFOC. Como esta lente mantém a imagem que lhe é injetada, a lente cilíndrica recebeu um feixe astigmata em miniatura que, ao passar por ela, foi modificado para apresentar uma simetria aproximadamente circular, de modo a se casar mais

perfeitamente com a simetria circular da fibra.

O fator de aumento por nós observado foi de 4 vezes sobre o acoplamento frontal laser-fibra plana. Não dispomos de dados neste sentido para comparação, uma vez que os autores citados reproduzem apenas as eficiências conseguidas com o circuito de lentes.

2.4 - Conclusão das técnicas descritas

Na TABELA VIII apresentamos a comparação das várias técnicas descritas na seção anterior em termos do fator de aumento sobre a eficiência do acoplamento frontal laser-fibra plana. Estamos considerando apenas os trabalhos que nos propiciam obter tal dado, uma vez que este parâmetro é que nos permite uma comparação entre as técnicas.

TABELA VIII
COMPARAÇÃO D'AS TÉCNICAS CITADAS
PARÂMETRO: FATOR DE AUMENTO (F.A.)

CONFIGURAÇÃO	F.A.	AUTOR/REFERÊNCIA
I - MICROLENTE HEMIESFÉRICA	4.0	TIMMERMANN (11)
II - MICROLENTE HEMIELIPSOIDAL	5.0	KUROKAWA (12)
III-a) TAPER C/EXTREMIDADE PLANA	3.2	OZEKI (13)
III-b) TAPER C/EXTREMIDADE HEMIESFÉRICA	5.0	MARLETE (1)
IV - LENTE CILÍNDRICA DE FIBRA	5.0	WEIDEL (16)
V - SELFOC ENTRE LASER E FIBRA	3.6*	ESTE TRABALHO
VI - COMBINAÇÃO SELFOC/LENTE CILÍNDRICA	4.3	ESTE TRABALHO

* As medidas foram feitas com um laser em emissão espontânea

Pela Tabela 2.4, vemos que o fator de aumento máximo é de 5 vezes.

A eficiência de lançamento, embora seja um fator de suma importância na escolha da melhor configuração a ser usada no acoplamento laser semiconductor-fibra óptica, não é o fator decisivo. Devemos levar em conta:

- (i) a reprodutibilidade da configuração escolhida;
- (ii) o grau de dificuldade de sua confecção;
- (iii) a tolerância nos alinhamentos axial, laterais paralelo e perpendicular ao stripe do laser e angulares paralelo e perpendicular;
- (iv) os efeitos de *feed-back óptico*, causados pela presença da fibra ou de lentes entre ela e o laser, sobre o dispositivo.

Para uso em campo, muitas vezes, a tolerância nos alinhamentos torna-se o fator limitante.

Em todas as configurações citadas, observa-se uma queda na tolerância dos alinhamentos. Estas medidas são feitas considerando-se queda de 1 dB na potência máxima de saída, à medida em que a fibra é deslocada nas três direções espaciais ou girada em relação ao laser. A única exceção ao caráter crítico que os alinhamentos adquirem é, em geral, o deslocamento axial.

Estas dificuldades de alinhamento podem ser vencidas quando se constrói um acoplador. Contudo, um ponto importantíssimo precisa antes ser verificado: são os efeitos que as lentes, as geometrias modificadas das extremidades das fibras ou mes

mo o *pig-tail* de fibra possam causar sobre o laser semiconductor. Tais efeitos, designados por *feed-back* óptico, são causados por reflexões (i) de Fresnel da extremidade de entrada da fibra⁽¹⁹⁻²²⁾, (ii) do campo distante da extremidade de saída da fibra⁽¹⁹⁻²³⁾ e (iii) por processos de retroespalhamento dentro da própria fibra^(19,23,24).

Sabe-se que o *feed-back* óptico afeta severamente:

- (i) a estabilidade da potência de saída do laser⁽²⁵⁻²⁷⁾;
- (ii) suas propriedades dinâmicas⁽²⁷⁻³⁰⁾;
- (iii) seu espectro de emissão^(19,25-32).

A influência do *feed-back* óptico sobre configurações de baixas perdas foi primeiramente percebida por Weidel⁽²²⁾. Quando o laser não está muito próximo da fibra e está operando consideravelmente acima de sua corrente limiar, o problema do *feed-back*, manifestado por flutuações na potência de saída, não é tão crítico.

Quando se aproxima muito a fibra (ou alguma lente inserida entre ela e o laser) do dispositivo, está se criando uma cavidade efetiva maior do que a cavidade delimitada pelos espelhos do laser. A cavidade efetiva causa distúrbios nos modos de oscilação do laser, pois a luz presa entre os espelhos, oscilando a uma dada frequência, sofre interferência da luz que volta da fibra e que tem uma fase diferente (aleatória) da luz presa na cavidade.

As técnicas usadas para avaliar teoricamente o *feed-back* óptico baseiam-se no modelo da cavidade composta^(27,33,34).

2.5 - Polimento de Fibras

A possibilidade de se polir as extremidades de fibras ópticas tem merecido algumas referências na literatura (12,35). Trata-se, contudo, de um assunto mantido no mais absoluto segredo. Os artigos, embora mostrem fotos de fibras polidas, não explicitam como fazê-lo.

Desenvolvemos uma técnica de polimento de fibras, aproveitando os conhecimentos de polimento de cristais.

A) *Extremidade Plana*

Inicialmente, tentamos polir em face plana uma fibra com núcleo de sílica pura, de 400 μ m, envolta por uma casca de silicone. Para tal, foi feito um suporte que consiste de dois cilindros concêntricos.

Uma vez que a fibra foi presa no cilindro interno, dá-se início ao processo de polimento.

A fase inicial do polimento é extremamente importante porque ela é decisiva para *moldar* a face da fibra de acordo com o espectro desejado.

Foi usada uma politriz da Struers, modelo DP-9A modificado, fabricada pela PANAMBRA - INDUSTRIAL E TÉCNICA S.A., São Paulo. A politriz DP-9A é motorizada, possuindo cânula de espersão de água e dreno. Originalmente destinada a polimento com pasta de alumina, possui duas velocidades de operação, a saber, 300 e 600 rpm. Este modelo, modificado para polimento com lixa de água e com pasta de diamante, apresenta velocidade de opera

ção de 125 a 250 rpm.

A face da fibra é observada periodicamente no microscópio. Comparando seu aspecto com padrões da STRUERS e, simultaneamente, valendo-se de bom senso e de experiência, pode-se saber quando é necessário mudar a granulação da pasta de diamante.

Observamos que o polimento é manual, pois, se mecânico, a fibra ficaria sujeita a tensões que poderiam rompê-la.

B) *Extremidade RT*

A técnica de se polir fibras com extremidade RT foi proposta recentemente (35). Trata-se de polir a fibra em ângulos tomados em relação ao seu eixo, dando-lhe o aspecto de um telhado de casa. Para tal, foi confeccionado um suporte com a geometria desejada e foi concebida uma estrutura guia para o suporte.

Os ângulos da geometria RT são garantidos por esta guia através de um goniômetro. Como se percebe pela figura 2.18, o ângulo θ , marcado pelo goniômetro, é o complemento de α , o ângulo de polimento.

Os passos seguidos no polimento são os mesmos da superfície plana, observando-se, porém, as seguintes peculiaridades:

(i) centragem da fibra por métodos ópticos;

(ii) cuidado em se manter as duas faces no mesmo nível de qualidade de polimento.

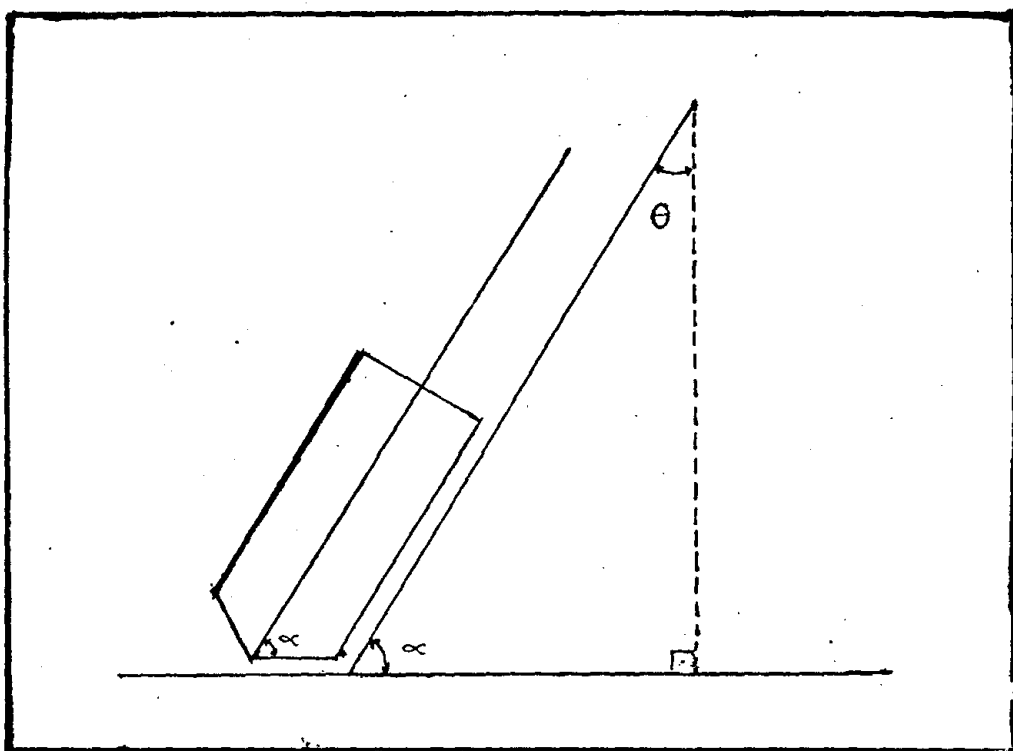


Figura 2.10 - Visão lateral da estrutura guia usada no polimento de fibras RT e que nos garante a qualidade de centragem das fibras polidas.

O item (i) é de suprema importância e deve ser conseguido no primeiro passo, quando se usa a lixa de água, pois, como dissemos, a qualidade do polimento fica praticamente determinada aí. As demais fases têm por objetivo eliminar ranhuras e produzir faces espelhadas que, no caso da RT, são inúteis se a centragem da fibra não é boa.

Quanto ao item (ii), a qualidade das duas faces pode ser estimada através do tempo que se gasta no polimento com determinada pasta de diamante. Periodicamente, observa-se no microscópio a face que está sendo polida, prestando atenção à diminuição das ranhuras e, se for o caso, comparando-a com a extremidade já polida.

C) *Vantagens do polimento*

a) Eliminar problemas de fissuras (fontes de espalhamento de luz) e não-planicidade da face da fibra, ocorrências típicas em cortes comuns;

b) Propiciar, através da face espelhada, obtida pelo polimento, um aumento na eficiência de acoplamento entre a luz do laser e a fibra, como veremos a seguir;

c) Com uma peça suporte, podemos polir várias fibras simultaneamente, no caso de extremidade plana (basta aumentar o número de rasgos do cilindro interno), ou sucessivamente, no caso da RT (alterando com a lixa de água, o ângulo de inclinação da peça);

d) O domínio da técnica de polimento permite que

se teste configurações bastante ousadas, como fibras com extremidade piramidal ou à semelhança de uma chave de fenda).

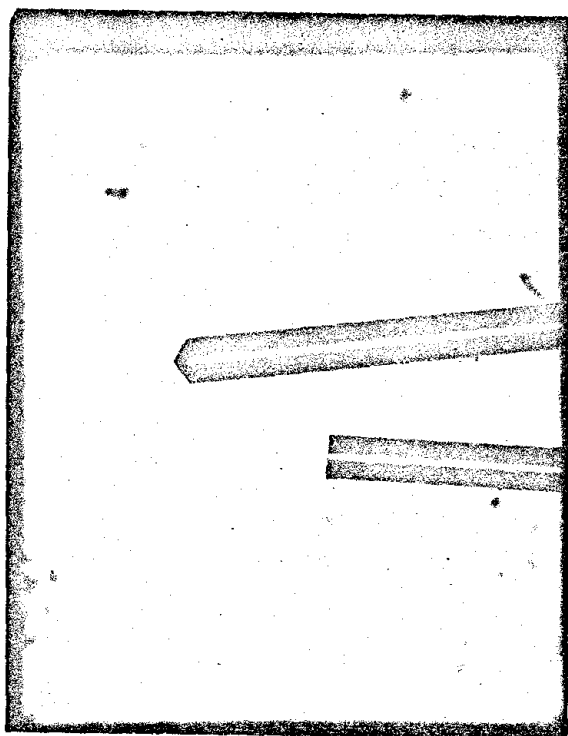
D) *Desvantagens do polimento*

a) A confecção da peça suporte, no caso de extremidades planas, encerra exigências rígidas de planicidade para as faces dos cilindros;

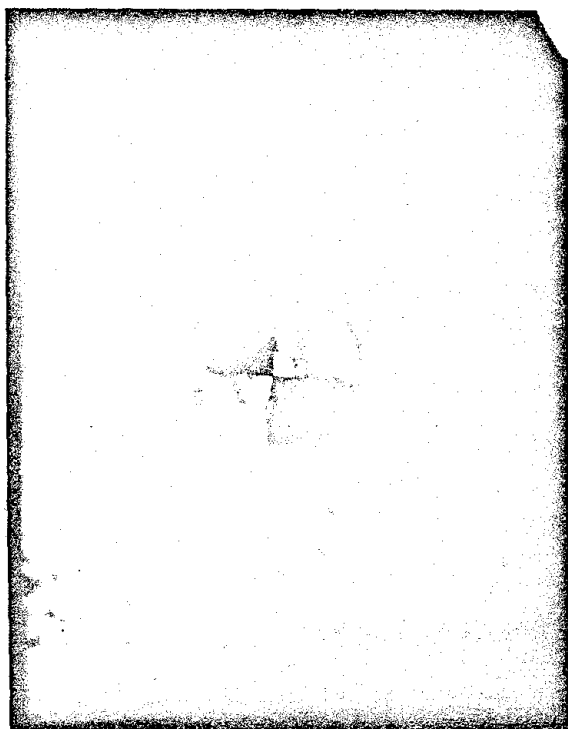
b) Trata-se de um processo demorado e de execução delicada;

c) Configurações mais complexas, e que exigem centragem da fibra em relação à peça suporte, implicam em dobrada dedicação.

Na figura 2.17 encontram-se ilustradas duas extremidades obtidas por polimento.



(a)



(b)

Figura 2.17 - Extremidades de fibra obtidas por polimento.

(a) uma fibra RT polida a 58° (diâmetro total: $125\text{ }\mu\text{m}$, diâmetro do núcleo: $49\text{ }\mu\text{m}$) e uma fibra PE;

(b) uma fibra monomodo (diâmetro do núcleo de $7\text{ }\mu\text{m}$) polida em face piramidal. O ápice da pirâmide está centrado no seu eixo com uma precisão (determinada por meios ópticos) da ordem de 90%.

2.6 - Lançamento da luz em fibras com extremidade telhado (RT)

2.6.1 - Introdução

A técnica de se polir uma fibra em extremidade telhado (RT) foi proposta recentemente⁽³⁵⁾.

Investigamos esta técnica em termos de eficiência de acoplamento e tolerância nos alinhamentos, comparando os resultados aos do acoplamento frontal laser-fibra plana (PE). Apresentamos resultados ainda não publicados na literatura sobre as condições de lançamento da luz do laser em fibras RT.

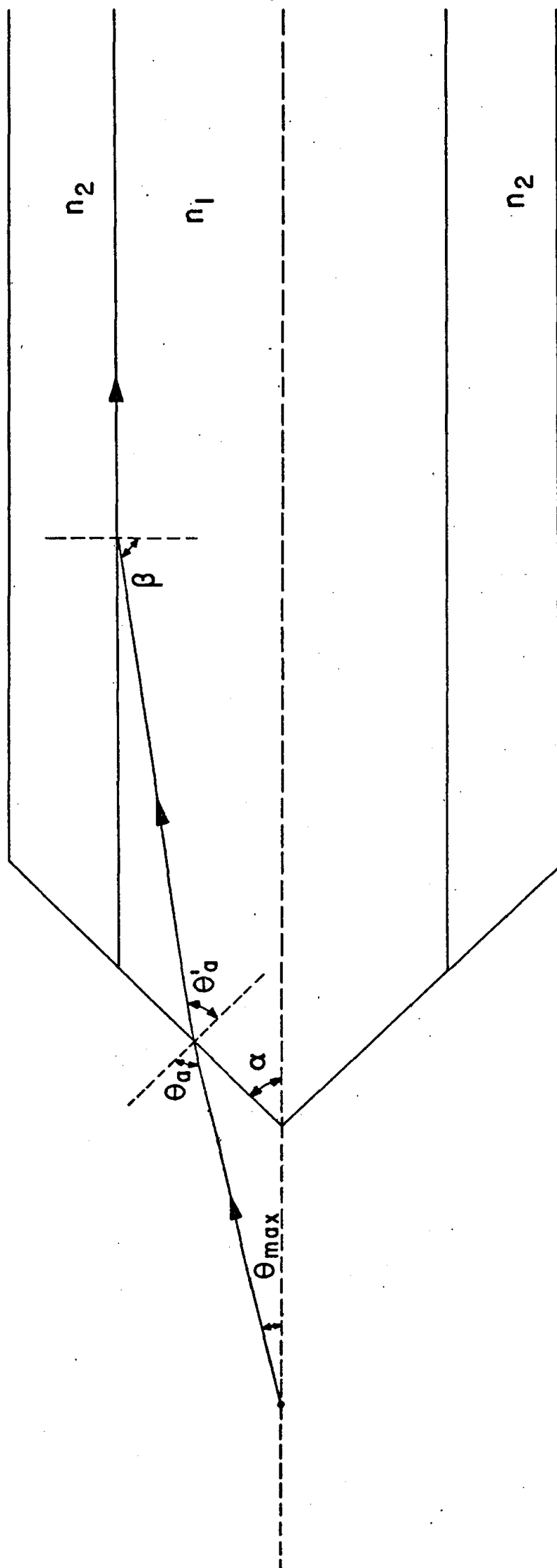
2.6.2 - Teoria da fibra RT

Na figura 2.18 vemos a fibra RT e o laser representado por uma fonte puntual. Vemos, ali, os parâmetros que serão usados nos cálculos, a saber:

- n_1 e n_2 , os índices de refração do núcleo e da casca, respectivamente;
- α , o ângulo de polimento e ϕ , seu complemento;
- θ_{\max} , o ângulo máximo emitido pela fonte e que é aceito pela fibra
- d , o diâmetro do núcleo;
- θ_a e θ'_a , os ângulos de incidência e de refração, respectivamente.

Aplicando a lei de Snell à interface ar-fibra, temos:

$$\text{sen } \theta_a = n_1 \text{ sen } \theta'_a \quad (2.8)$$



$$\beta = \sin^{-1}\left(\frac{n_2}{n_1}\right)$$

Figura 2.18 - Definição dos parâmetros usados nos cálculos

onde o índice de refração do ar, n_0 , é igual a um.

Analogamente, para a interface núcleo-casca, temos:

$$n_1 \sin \beta = n_2 \sin \gamma \quad (2.9)$$

Impondo a condição de reflexão interna total

($\gamma = 90^\circ$),

$$\beta = \sin^{-1} (n_2/n_1) \quad (2.10)$$

De relações geométricas implícitas na figura 2.18,

temos que:

$$\theta'_a = 90^\circ - \beta + \phi \quad (2.11)$$

Substituindo (2.10) em (2.11):

$$\theta'_a = 90^\circ - \sin^{-1} (n_2/n_1) + \phi \quad (2.12)$$

Levando o valor de θ'_a para (2.8), temos que:

$$\theta_a = \sin^{-1} \left\{ n_1 \sin \left[\phi + \cos^{-1} (n_2/n_1) \right] \right\} \quad (2.13)$$

Novamente de relações geométricas:

$$\theta_a = \theta_{\max} + \phi \quad (2.14)$$

Assim, levando θ_a para a relação (2.13):

$$\theta_{\max} = \sin^{-1} \left\{ n_1 \sin \left[\phi + \cos^{-1} (n_2/n_1) \right] \right\} - \phi \quad (2.15)$$

O valor mínimo de α é aquele para o qual o raio incidente está em um ângulo razante, ou seja, $\theta_{\max} = \alpha$.

Da relação (2.8), temos, então, que:

$$\theta'_a = \sin^{-1} (1/n_1) \quad (2.16)$$

de (2.10) e (2.11):

$$\theta'_a = \phi + \cos^{-1} \left(\frac{n_2}{n_1} \right) \quad (2.17)$$

De (2.16) e (2.17):

$$\sin^{-1} (1/n_1) = \phi + \cos^{-1} (n_2/n_1)$$

daí:

$$\phi_{\min} = \sin^{-1} (1/n_1) - \cos^{-1} (n_2/n_1) \quad (2.18)$$

mas,

$$\phi_{\min} = 90^\circ - \alpha_{\min}$$

assim:

$$\alpha_{\min} = 90^\circ - \left[\sin^{-1} (1/n_1) + \cos^{-1} (n_2/n_1) \right] \quad (2.19)$$

Para evitar perdas por truncamento na entrada (ou seja, excitação de modos da casca), deve-se respeitar uma certa distância "a" entre o laser e a fibra.

Usando relações geométricas, mostra-se facilmente que:

$$a \leq \frac{d}{2} (\cot \theta_{\max} - \cot \alpha) \quad (2.20)$$

Aplicaremos agora os resultados encontrados, a sa ber, as relações contidas nas equações (2.15), (2.19) e (2.20) ao laser e à fibra usados em nossas experiências. Tabelamos suas ca

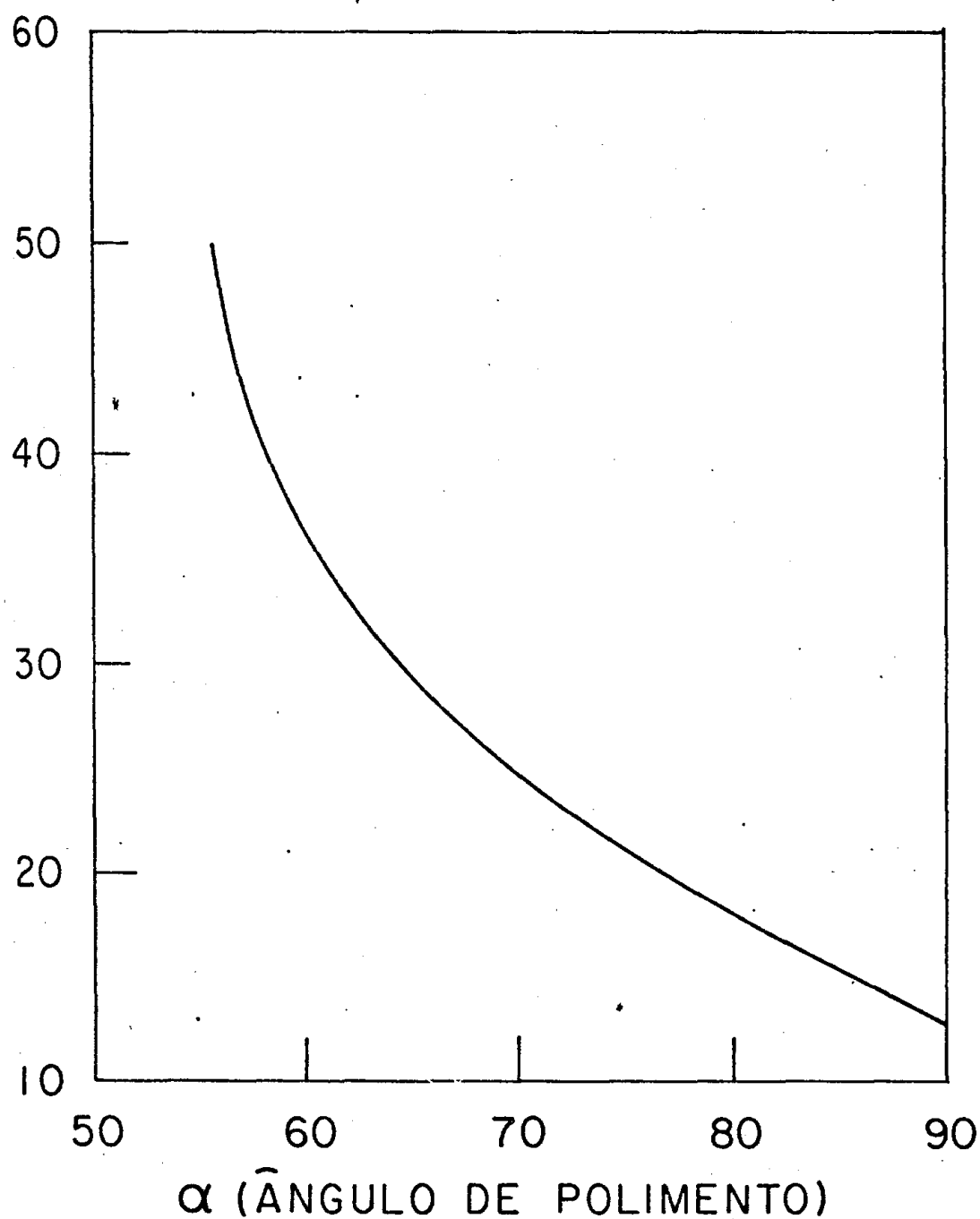


Figura 2.19 - O ângulo de polimento versus o semi-ângulo de emissão da fonte e que é aceito pela fibra

racterísticas (ver TABELA I e TABELA III). Foram usados o laser L3 e a fibra F4.

Embora a fibra usada tenha perfil de índice de refração gradual, faremos uma aproximação para perfil de índice gradual. Tal simplificação não afeta essencialmente nossas considerações, uma vez que estamos interessados em eficiência de acoplamento e não em tempo de propagação dos raios dentro da fibra.

O material da casca é sílica pura. Para o comprimento de onda usado ($\lambda = 820$ nm), de acordo com a equação de Sellmeier⁽³⁷⁾, $n_2 = 1.453$. Usando o valor de 0.22 para a abertura numérica da fibra (determinado experimentalmente), temos que $n_1 = 1.4695$.

Com os parâmetros da fibra constantes, fizemos variar α , a partir de 90° , achando, com o auxílio da equação (2.15), os valores de θ_{\max} correspondentes. Os resultados foram graficados e podem ser apreciados na figura (2.19). Se $\alpha = 90^\circ$, temos que:

$$\theta_{\max} = \sin^{-1} (0.22) = 12.7^\circ$$

À medida em que α diminui, θ_{\max} cresce. Isto significa que a configuração RT torna possível a aceitação e o guiamento de raios antes não-guiados por estarem fora do cone de luz determinado pela abertura numérica da fibra plana. Em última análise, a configuração RT aumenta a capacidade de *acolhimento* da luz do laser pela fibra, criando uma abertura numérica efetiva maior e, conseqüentemente, fazendo-nos esperar uma eficiência de acoplamento maior. Assim, nossa fibra polida a 65° aceita ângulos de divergência da ordem de 29° .

Conforme vimos pela relação (2.19), existe, contudo,

um ângulo de polimento mínimo para as condições de guiamento dos raios. α_{\min} é determinado exclusivamente pelos parâmetros dos materiais dos quais a fibra é confeccionada, a saber, os índices de refração do núcleo e da casca.

Substituindo n_1 e n_2 na equação (2.19), achamos que:

$$\alpha_{\min} = \theta_{\max} = 55.71^\circ \approx 56^\circ$$

Este valor excede o valor dos ângulos de divergência típicos do laser semiconductor tomados no ponto onde a potência cai a $1/e^2$ (da ordem de 45°).

O valor de α_{\min} sai espontaneamente da equação (2.15) resolvida numericamente. Para $\alpha < \alpha_{\min}$, o primeiro termo à direita da equação (2.15) nos diz que θ_{\max} está ligado por relação de igualdade a um ângulo cujo seno é maior do que 1. Sabemos que não há um valor real que verifique tal exigência. Implicitamente, assim, vinculamo-nos à hipótese de guiamento dos raios. Caso contrário, estaríamos considerando os campos evanescentes da casca.

2.6.3 - Problemas de alinhamento laser-fibra RT

Polir a fibra à semelhança de um telhado confere à sua extremidade um aspecto físico bastante interessante. Tratando o problema bidimensionalmente, observamos que existe um ponto de descontinuidade dado pela aresta do telhado. No espaço, este ponto descreve um traço reto cujas dimensões são a do diâmetro da fibra por uma largura não-nula, mas extremamente pequena, largura esta conferida à aresta do telhado pela peça suporte na qual a fi

bra foi presa para o polimento.

Sabemos que todo ponto de descontinuidade é um in cômodo matemático que precisa ser tratado com cuidado para que os fenômenos ali descritos tenham sentido físico.

De um ponto de vista puramente qualitativo, seria, assim, vantajoso que se evitasse pontos de descontinuidade no acoplamento laser-RT. Como já vimos, a luz do laser semiconductor se distribui no espaço à maneira de um elipsóide de revolução. Se o eixo maior desse elipsóide coincide com a aresta do telhado da fibra, a uma distância otimizada entre o laser e a fibra, toda a região do núcleo onde os raios são guiados estaria sofrendo fortes influências da descontinuidade descrita, como se pode ver na figura 2.20. Por outro lado, alinhando o eixo menor com a aresta do telhado, este efeito seria bem menor, segundo a figura 2.20.

Ora, alinhar o eixo menor do elipsóide de luz com a aresta do telhado da RT equivale, em última análise, a alinhar a aresta com o *stripe* do laser. Assim, uma fibra RT apresenta uma peculiaridade bastante interessante em termos de alinhamento. Não basta alinhar sua extremidade polida nas direções x, y e z. É tam**ê**m necessário que a aresta do seu telhado esteja alinhada com o *stripe* do laser.

Este comportamento foi verificado experimentalmente e, pela primeira vez, revelou-se as características de comportamento da RT quando girada em relação ao seu próprio eixo. Tal fato não foi devidamente apreciado nas referências (35,36).

Sua extremidade polida foi presa a uma mesa girante na qual ela foi centrada por métodos ópticos. A mesa girante,

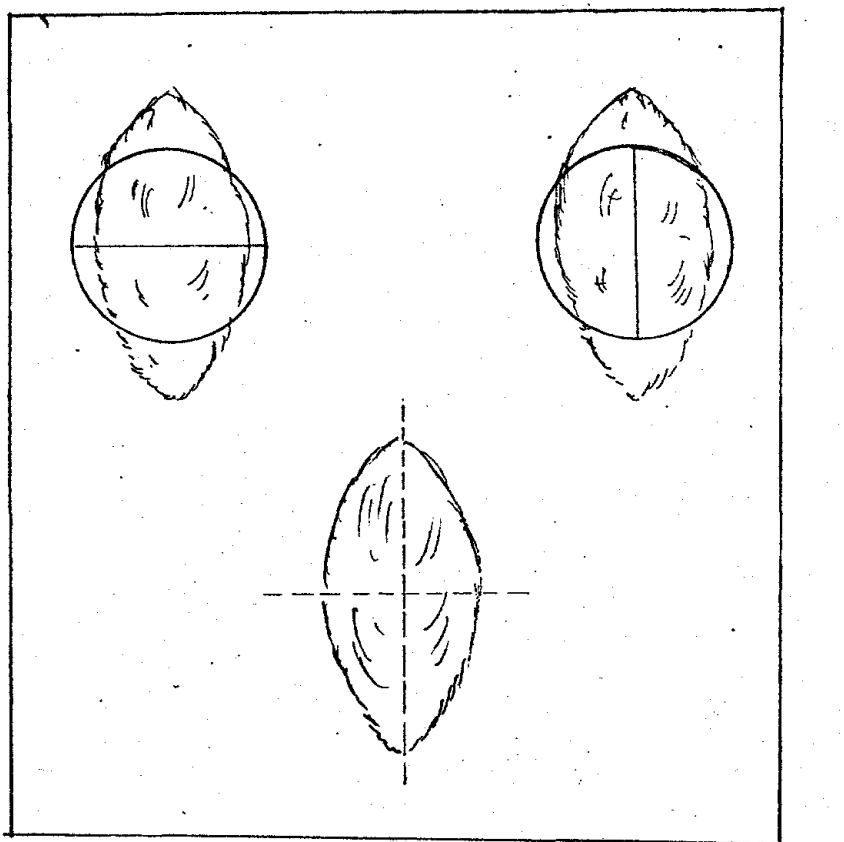


Figura 2.20 - Peculiaridades de alinhamento da RT

por sua vez, foi montada sobre um x,y,z da Line Tool Co., (USA), com resolução de 2 μ m.

Para tornar o alinhamento o mais perfeito possível, o laser, cuja cápsula também estava presa e centrada em uma mesa girante, foi montado sobre uma mesa com resolução dos ângulos de Euler.

Com o laser alimentado por uma corrente 10% acima da corrente limiar (por limite de segurança), fomos, então, girando a fibra de 10 em 10° e tomando a potência de saída com um optômetro digital da United Detector Technology. Tal optômetro faz leituras em dBm e dB, nos intervalos de:

- 90 dBm a +3 dBm		1 x 10 mW a 2.0 mW
- 60 dB μ a +33 dB μ	equivalentes a	1 x 10 μ W a 2000 μ W

segundo as relações

$$1 \text{ dBm} = 10 \log \frac{P_1 (\text{sinal})}{1 \text{ mW}}$$

$$1 \text{ dB}\mu = 10 \log \frac{P_1 (\text{sinal})}{1 \mu\text{W}}$$

A medida em que giramos a fibra em torno do seu eixo, fomos alinhando-a nas direções x e y, de modo a obter potência de saída máxima. A distância z, entre o laser e a fibra, foi mantida um pouco superior à distância mínima de trabalho (parâmetro a) por motivos de precaução contra eventuais choques entre a RT e a superfície espelhada do laser.

A alteração em x e y, visando a potência máxima de saída, serviu-nos de controle das condições de centragem da aresta do telhado da RT em relação ao eixo do núcleo e da extremidade como um todo em relação à mesa girante. Como não é possível separar um fenômeno do outro, verificamos que o efeito combinado das duas centragens situa suas precisões na faixa de 90%, o que nos parece excelente, dadas as dimensões envolvidas.

A figura 2.21 reproduz o comportamento da RT em termos do ângulo tomado em relação ao seu eixo e da potência de saída medida. Observamos um comportamento aproximadamente senoidal, uma vez que as medidas em dB μ não oferecem precisões ótimas quando convertidas para μ W.

Verificando a face da fibra para as situações de máximo e mínimo, confirmamos que, quando a aresta do telhado da R. está alinhada com o *stripe* do laser, temos um máximo. Caso contrário, teremos um mínimo.

2.6.4 - Comparação das configurações RT e PE

Para o acoplamento frontal laser-fibra plana, fizemos medidas, tanto com a extremidade de entrada polida como com cortes.

Quanto à fibra RT, trabalhamos com dois valores:

65° e 58°.

Realizamos um conjunto de medidas para ambas as configurações, envolvendo:

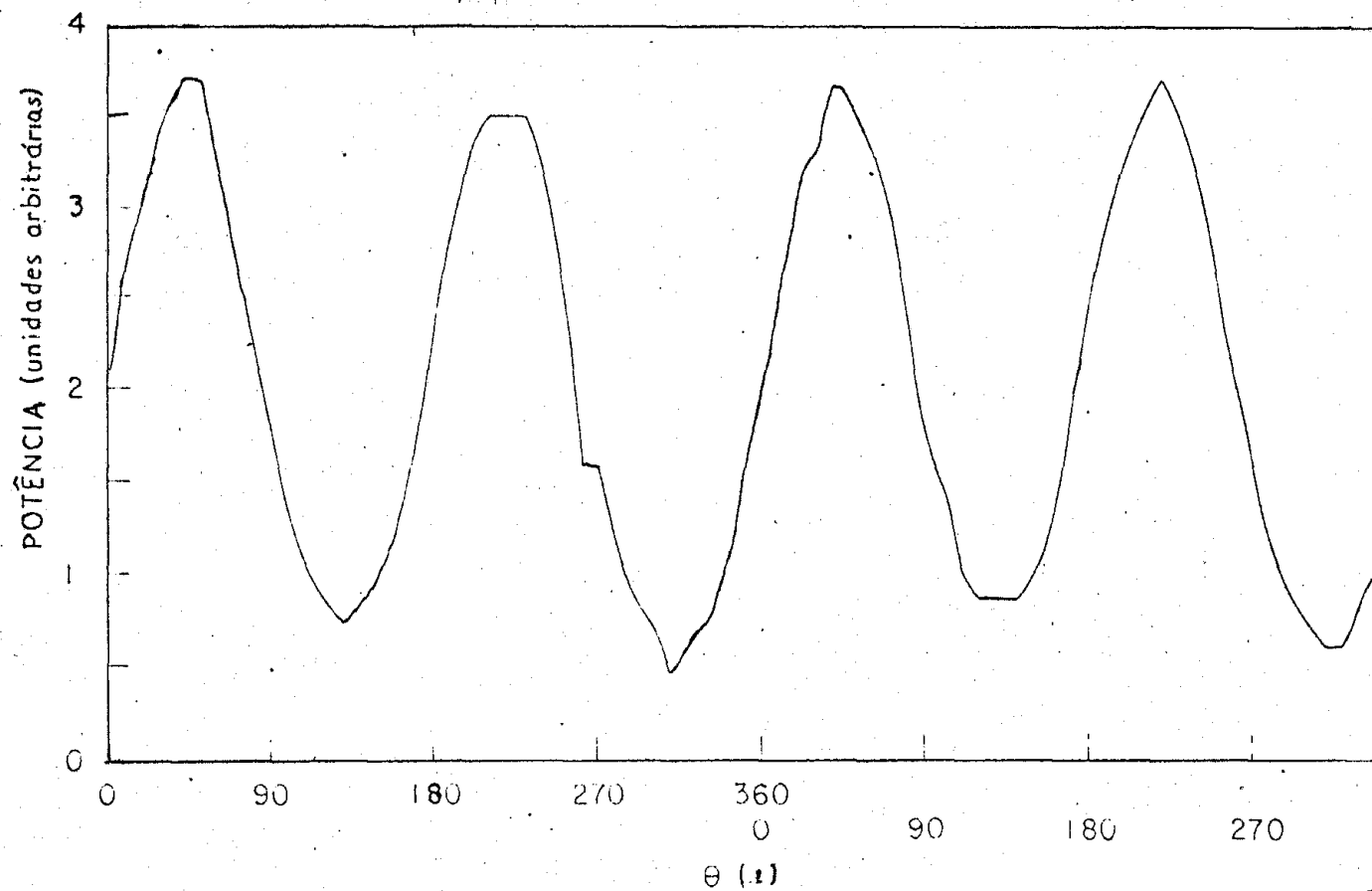


Figura 2.21 - Comportamento senoidal da RT quando girada em relação a seu eixo

- (i) saídas do laser e da fibra (diagrama potên-
cia versus corrente);
- (ii) eficiência de lançamento;
- (iii) deslocamento axial;
- (iv) deslocamento laterais paralelo e perpendicu-
lar ao *stripe*;
- ((v) desalinhamento angulares paralelo e perpendi-
cular ao *stripe*;
- (vi) distribuições angular de potência na saída
da fibra.

Os resultados de tais medidas estão resumidos na TABELAS IX e X. Vamos comentá-los por etapas. A saber: A) medidas de eficiência e B) tolerâncias nos desalinhamentos para queda de 1dB na potência máxima.

A) Medidas de eficiência

Um primeiro parâmetro de interesse para tais medi-
das seria "a", a distância entre o laser e a fibra.

Para fibras planas, o valor de "a", para que todos
os raios lançados sejam guiados no núcleo, é dado pela expressão:

$$a \leq \frac{d}{2} \frac{1}{\tan \theta_{\max}}$$

onde θ_{\max} é o ângulo máximo emitido pela fonte e que aceito e guiado
pela fibra, ou seja, o ângulo dado pela sua abertura numérica.

$$\text{Com } \theta_{\max} = \sin^{-1}(\theta_a) = 0.22 \text{ e } \frac{d}{2} = 24.5 \mu\text{m}$$

$$a < 108.6 \mu\text{m}$$

Para evitar perdas com distância tão grande, "a" é da ordem de $10 \mu\text{m}$.

Com uma fibra RT polida a 65° , usando a fórmula (2.20):

$$a \leq \frac{d}{d} (\cot \theta_{\max} - \cot \alpha)$$

onde θ_{\max} é considerado o máximo ângulo de divergência da fonte que é aceito pela fibra, achamos que "a" deve ser menor ou igual a $32 \mu\text{m}$, para que todos os raios lançados sejam guiados no núcleo da fibra.

Se $\alpha = 58^\circ$, esta distância atinge seu valor máximo em $15.5 \mu\text{m}$.

Calculamos, em seguida, os valores da eficiência teórica, usando a relação:

$$\eta_{th} = \text{erf} \left(\sqrt{2} \frac{\theta_a}{\theta_{//}} \right) \cdot \text{erf} \left(\sqrt{2} \frac{\theta_a}{\theta_{\perp}} \right)$$

Considerando os ângulos de divergência do laser usado,

$$\theta_{//} = 11^\circ$$

$$\theta_{\perp} = 38,5^\circ$$

graficamos η_{th} versus θ_a , na figura 2.22.

Tomamos, em seguida, os valores de θ_{\max} para as configurações PE e RT. A abertura numérica da fibra PE foi medida experimentalmente. Seu valor é 0.22. Isto implica um ângulo de aceitação de 12.7° .

Os valores de θ_{\max} , obtidos da equação (2.15), Se

CÁLCULO TEÓRICO PARA A EFICIÊNCIA DE ACOPLAMENTO

$$\eta_{th} = \operatorname{erf}\left(\frac{\theta_a \sqrt{2}}{\theta_{//}}\right) \cdot \operatorname{erf}\left(\frac{\theta_a \sqrt{2}}{\theta_{\perp}}\right)$$

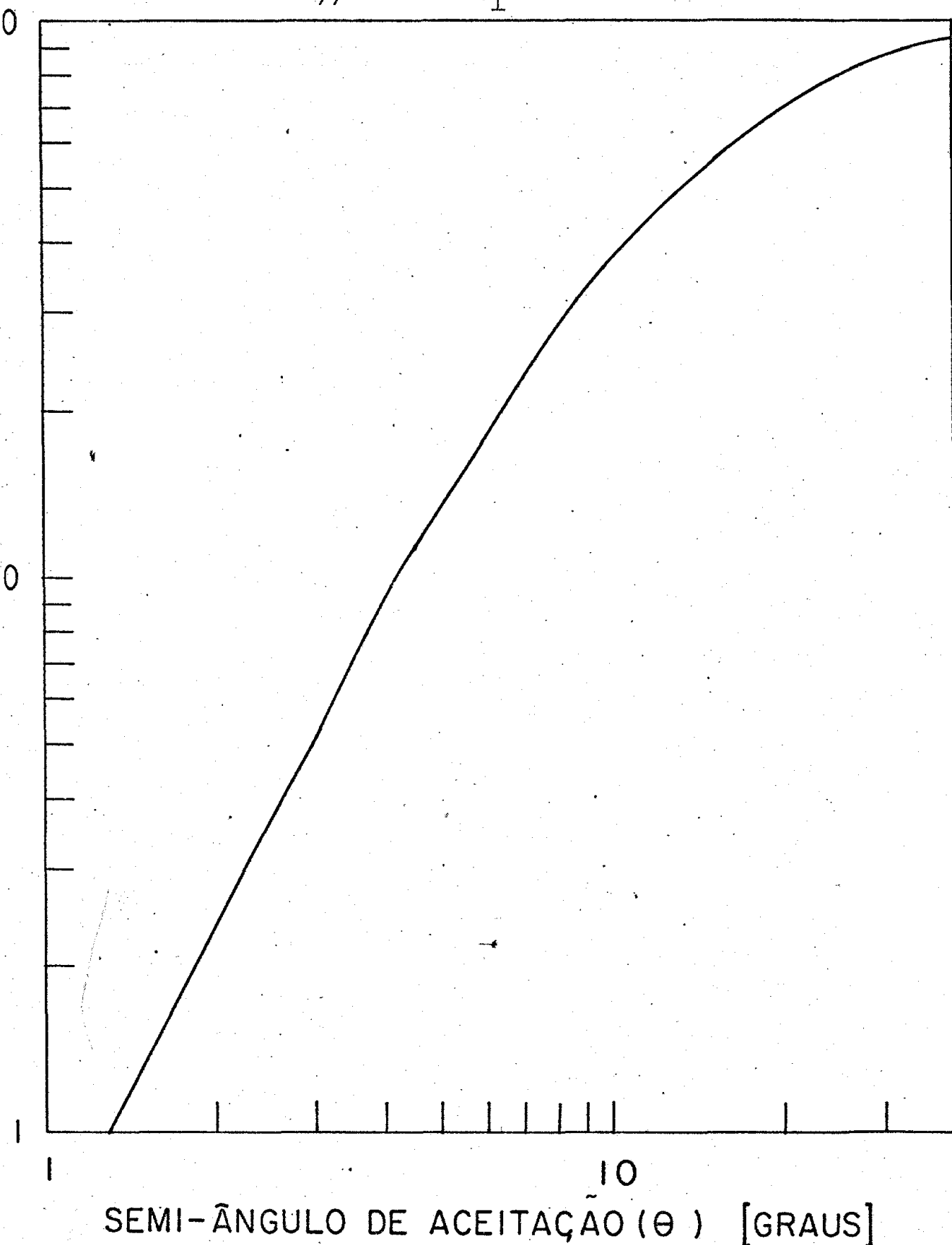


Figura 2.22 - Eficiência teórica versus ângulo de aceitação da fibra

ção 2.6.2 — Teoria da fibra RT — foram a seguir considerados. Notamos que a fibra RT permite a aceitação e o guiamento de raios antes não contidos no cone de luz definido pela abertura numérica nominal de fibra plana. A fibra RT cria uma abertura numérica e efetiva maior na extremidade de entrada, mas não muda a abertura numérica nominal da fibra que, por definição, é uma função dos parâmetros da fibra, ou seja,

$$A.N. \text{ (nominal)} = \sin(\theta_a = \theta_{\max}) = (n_1^2 - n_2^2)^{1/2}$$

Para a fibra RT, temos:

$$A.N. \text{ (efetiva)} = \sin \theta_{\max} = \sin \left[\sin^{-1} \{n_1 \sin \phi + \cos^{-1}(n_2/n_1)\} - \phi \right]$$

Assim, para $\alpha = 65^\circ$, $A.N._{ef} = 0.49$, o que implica que $\theta_{\max} = 29.3^\circ$

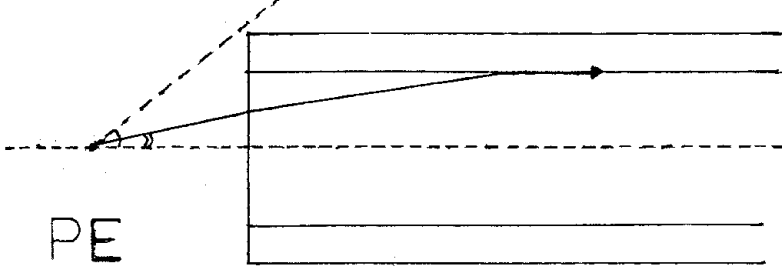
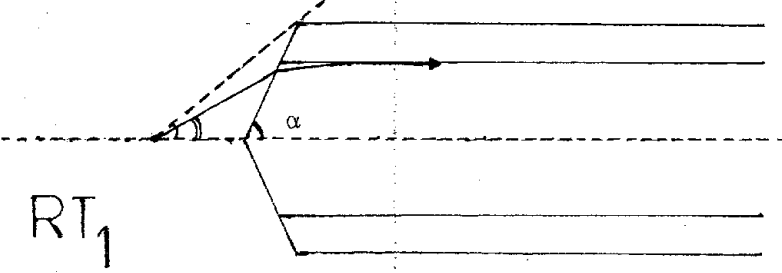
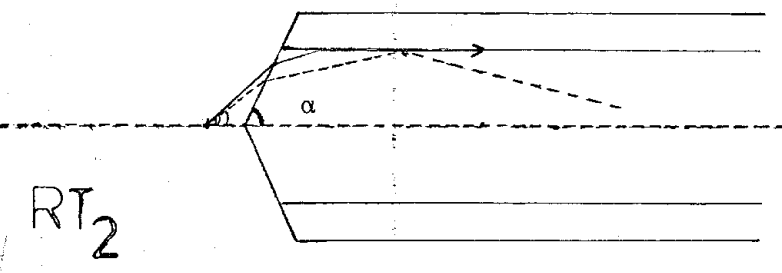
e para $\alpha = 58^\circ$, $A.N._{ef} = 0.66$, o que implica que $\theta_{\max} = 41.3^\circ$

Com a ajuda da figura 2.21 determinamos os valores teóricos para a eficiência de acoplamento. Os resultados estão resumidos na TABELA IX.

De acordo com a TABELA IX, observamos que a configuração RT oferece um aumento substancial em eficiência, segundo as previsões teóricas. A saber, 1.8 e 2, respectivamente para $\alpha = 65^\circ$ e $\alpha = 58^\circ$.

Fizemos, então, as medidas de eficiência, considerando a razão entre as potências de luz emitida pelo laser e recolhida na extremidade de saída das fibras. Inicialmente, não corrigimos para a quantidade de luz refletida pela extremidade da fibra.

TABELA IX

 <p>PE</p>	θ_{\max}, η_{th} $\alpha = 90^\circ$ $12,7^\circ, 48\%$
 <p>RT₁</p>	$\alpha = 65^\circ$ $29,3^\circ, 87\%$
 <p>RT₂</p>	$\alpha = 58^\circ$ $41,3^\circ, 97\%$

A TABELA X resume os resultados para as medidas de eficiência. Verificamos que:

(i) A fibra plana polida apresenta eficiência experimental maior do que a plana com cortes. Conforme dissemos na Seção 2.5, o polimento elimina os defeitos intrínsecos ao corte, como não planicidade e fissuras.

(ii) O valor de $\eta_{\text{exp}}(\text{PE})$ é a metade do valor de $\eta_{\text{th}}(\text{PE})$. Tal fato deve à aproximação teórica de que a luz do laser apresenta no campo distante uma distribuição gaussiana e também a não consideração, nos cálculos teóricos, da porcentagem de luz refletida na extremidade da fibra.

Conforme notamos na TABELA IV, em que vemos as áreas das distribuições do campo distante comparadas às áreas de gaussianas perfeitas, para o laser usado (L3), a figura experimental é mais estreita do que a gaussiana usada nos cálculos teóricos. Assim, a eficiência teórica é superestimada levando em conta os pontos da gaussiana perfeita e não os obtidos experimentalmente.

(iii) Para a posição de máximo da RT polida a 65° , a eficiência é de 45.8%. Observa-se uma queda da ordem de 2 dB para posição de mínimo. Daí, $\eta_{\text{exp}}(\text{min}) \approx 29\%$. O fator de aumento sobre a extremidade plana é da ordem de 1.9 para a RT em posição de máximo. Quando a RT está posicionada em mínimo, as eficiências são comparáveis.

(iv) Para a posição de máximo da RT polida a 58° , a eficiência medida é de 28%, observando-se uma queda de 3 dB para posição de mínimo, o que significa uma eficiência da ordem de 14%, muito abaixo da eficiência da fibra plana.

COMPARAÇÃO ENTRE AS DUAS CONFIGURAÇÕES

TABELA X

Medidas de Eficiência	PE	RT $\alpha = 65^\circ$	RT $\alpha = 58^\circ$
-a-	$\approx 10 \mu\text{m}$	$< 32 \mu\text{m}$	$< 15.5 \mu\text{m}$
η_{th}	48%	87%	97%
	Polida	Corte	
η_{exp} (s.c.)	24,4%	20%	45.8%* 28%**
η_{exp}^c	26,5%	22%	50.88% 30.6%
r_\perp	4%	7.1%	5.2%
Abertura Numérica A.N.	0.22	0.49	0.66

* Observamos uma queda de ≈ 2 dB para posição de mínimo.

** Observamos uma queda de ≈ 3 dB para posição de mínimo.

TABELA XI

Tolerância nos desalinhamentos (para queda de 1 dB)	PE	RT $\alpha = 65$	
(i) desalinhamento // ao stripe	$\pm 15 \mu\text{m}$	$\pm 11.8 \mu\text{m}$	
(ii) desalinhamento \perp	$\pm 14,5 \mu\text{m}$	$\pm 3.5 \mu\text{m}$	
		Pt.Máx.	Pt.Mín.
(iii) desalinhamento axial	$52 \mu\text{m}$	$44 \mu\text{m}$	$60 \mu\text{m}$
(iv) desalinhamento angular //	$\pm 6.5^\circ$	$\pm 5^\circ$	$\pm 4.5^\circ$
(v) desalinhamento angular \perp	$\pm 8.0^\circ$	$\pm 3.25^\circ$	$\pm 6.1^\circ$

Para comparação com a teoria, os valores de η experimentais devem ser corrigidos para a quantidade de luz refletida nas extremidades de entrada e saída. Como as superfícies da fibra são espelhadas, se uma potência P_1 é lançada pelo laser, somente u ma fração de P_1 penetra na fibra. A outra porção é refletida.

Se a fibra é plana, as reflexões de Fresnel nos ga^rantem que cerca de 4% da potência é refletida pela superfície es^pelhada da fibra.

A eficiência deve, então, ser corrigida segundo a figura abaixo, assumindo o valor

$$\eta = \frac{P'_2}{P'_1}$$

Uma vez que usamos apenas 2 m de fibra e a atenua^ção é de 2.4 dB/km e 0.85 μ m, a fôrmula acima está correta, desde que os valores para atenuação serão insignificantes.

Quanto à fibra RT, é necessário conhecer a fração de potência que é refletida na extremidade da entrada. Fazem-se , então, necessárias algumas considerações sobre a quantidade de luz refletida em uma extremidade RT.

Fizemos algumas tentativas no sentido de medir a potência de luz refletida. Os resultados, porém, revelaram-se não repetitivos, além de limitados por causa das próprias dimensões envolvidas.

Reproduzimos alguns resultados experimentais, apre^sentando, em seguida, os cálculos teóricos para a potência de luz refletida pela extremidade RT.

(I) *Tentativa experimental de se medir a potência refletida pela extremidade RT*

Fizemos uma montagem com o intuito de adquirir al gum conhecimento sobre o comportamento da extremidade RT em ter mos da potência de luz do laser que é refletida na extremidade de entrada.

A montagem está reproduzida na figura 2.23 . A idéia básica é a seguinte: a fibra estava presa em sua montagem já descrita na Seção 2.6.3. Mantendo o laser fixo, a extremidade RT foi girada de 180° . A potência de saída foi controlada pelo fo todetetor FDII. Simultaneamente, medimos a potência colhida por u ma objetiva x 10, com o auxílio de fotodetetor FDII.

O laser, um pouco inclinado em relação ao eixo da fibra e em posição arbitrária (não conhecíamos, *a priori*, "onde" estava situado o seu *stripe*), estava sendo alimentado por uma cor rente de 10% acima do limiar.

Os resultados foram graficados, com correções para perdas na objetiva. Apresentamos o aspecto da figura obtida na fi gura 2.23 .

- *Comentários sobre os resultados*

(i) Observamos que existe potência de luz refle tida com uma distribuição que se altera à medida em que a fibra é girada. Nas proximidades da posição de potência máxima de saída , a potência medida em FDII passa por um mínimo e vice-versa;

(ii) Devido às grandes dimensões da objetiva, não foi possível, por questão de espaço disponível, posicioná-la em

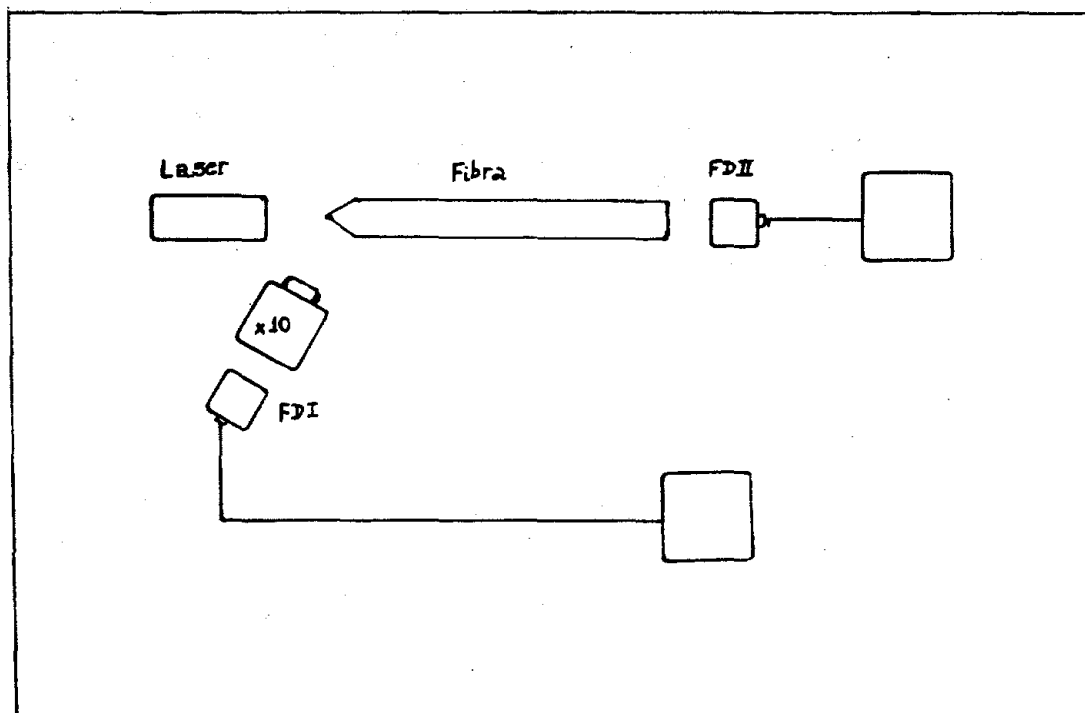


Figura 2.23 - Montagem para medir a potência refletida pela extremidade RT

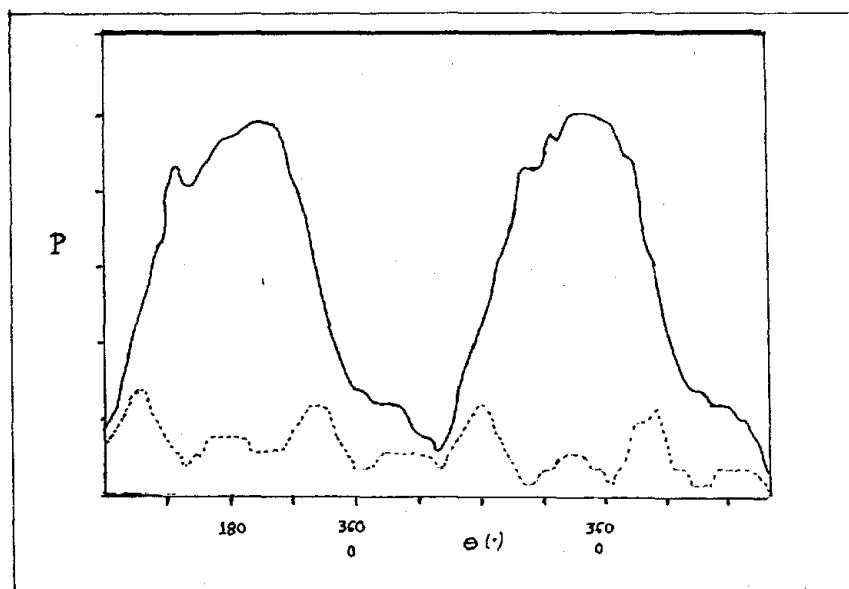


Figura 2.24 - Resultados experimentais das medidas de reflexão

----- potência "refletida"

_____ potência de saída da fibra

sua posição ótima para acolhimento da luz (distância de trabalho).

Na TABELA A vemos as objetivas disponíveis, com os parâmetros de interesse.

TABELA A - OBJETIVAS MICROSCÓPICAS E SEUS PARÂMETROS

Objetiva Microscópica	A. N.	Comprimento Focal(mm)	Distância de Trabalho(mm)	θ max	Abertura da Objetiva(mm)
x 5.5	0.07	40	20	4°	5.6
x 5.0	0.12	32	27.4	6.9°	7.7
x 10	0.25	16	7.3	14.5°	8.3
x 20	0.54	8	1.6	33.0°	10.2
x 45	0.65	4	0.7	41.0°	6.8

Uma abertura numérica grande implica em uma pequena distância de trabalho, o que dificulta a montagem, uma vez dadas as dimensões da objetiva, da fibra e do laser.

A objetiva x 10 vai de encontro às necessidades de espaço e da capacidade de acolhimento da luz refletida. Por esta razão, ela foi escolhida.

(iii) Não temos certeza se x 10 está colhendo apenas a luz refletida pela extremidade RT ou também alguma luz emitida pelo laser, uma vez que a luz emitida pelo dispositivo é muito divergente no espaço;

(iv) Quando o laser foi alinhado com o eixo da fibra, observamos flutuações na potência de saída da fibra, comprometendo gravemente os resultados. A posição inclinada do laser, porém, afeta as condições de lançamento;

(v) Ainda por razões de espaço, a extremidade RT foi mantida muito afastada do laser. Isto implica que houve grandes perdas por truncamento (lançamento da luz na casca).

Uma segunda montagem, desta vez usando um laser de HeNe de baixa potência, também foi tentada. Bastante simples, esta segunda montagem simula a divergência da fonte.

A idéia básica desta vez era tomar as razões P_2/P_1 para fibras com extremidade de entrada RT e PE, comparando-as, ê medida em que íamos introduzindo objetivas variáveis entre o laser e a fibra. O papel das objetivas variáveis seria simular o papel de um laser de semiconductor, pois, variando a objetiva, θ_{\max} , o ângulo máximo emitido pela fonte (sistema laser HeNe-objetiva) variaria de cerca de 4° a 41° (verificar na TABELA A).

Os resultados, contudo, mostraram-se não repetitivos e não confiáveis em termos de algo definitivo.

A maneira ideal de se medir a quantidade de luz refletida seria exercer um controle sobre a potência de saída da fibra acoplada ao laser e de uma de suas facetas, como foi sugerido por Bludau e Rossberg⁽³⁸⁾.

Na montagem sugerida pelos autores⁽³⁸⁾, alguns cuidados devem ser observados, como (i) manter o fotodetetor L um pouco inclinado para evitar efeitos de *feed-back* óptico.

Na verdade, o que se mede com esta montagem ê o

feed-back óptico causado pela proximidade de uma superfície es-
lhada perto do laser. Posteriormente, as medidas são convertidas
na quantidade de luz refletida pela fibra, através de cálculos.

(II) *Cálculo teórico da quantidade de luz refletida pela
extremidade RT*

Faremos algumas aproximações e simplificações para
realizar este cálculo.

a) Vamos supor que o laser emite luz que apresenta
distribuição angular gaussiana;

b) Usaremos simetrias, tanto na fibra quanto na
gaussiana.

A potência total de luz refletida pode ser expres-
sa como uma razão entre a potência refletida e a luz emitida pelo
laser.

Assim, precisamos calcular: a função $R(\theta_{\max})$ expres-
sa como:

$$R(\theta_{\max}) = \frac{\int_0^{\theta_{\max}} P_0 \exp\left\{-\frac{\theta^2}{\psi_{0//}^2}\right\} F(\theta_a, \theta'_a) d\theta + \int_0^{\theta_{\max}} P_0 \exp\left\{-\frac{\theta^2}{\psi_{0\perp}^2}\right\} F(\theta_a, \theta'_a) d\theta}{\int_0^{\theta_{\max}} P_0 \exp\left\{-\frac{\theta^2}{\psi_{0//}^2}\right\} d\theta + \int_0^{\theta_{\max}} P_0 \exp\left\{-\frac{\theta^2}{\psi_{0\perp}^2}\right\} d\theta}$$

onde θ - o ângulo de integração varia de 0 a θ_{\max} , definido como
o ângulo máximo aceito pela fibra e que é emitido pela

fonte;

P_1 - potência máxima de emissão do laser;

ψ_0 - meia largura da gaussiana no ponto onde a potência cai a $1/e^2$ do seu valor máximo.

$F(\theta, \theta'_a)$ - expressa a função reflexão em termos de θ_a , o ângulo de aceitação tomado em relação à normal à superfície de incidência e θ'_a , o ângulo de refração.

Aplicando as condições de contorno de um dielétrico às equações de Maxwell, determinamos duas expressões para $F(\theta_a, \theta'_a)$ considerando luz polarizada nas direções paralela e perpendicular aos vetores campos elétrico e magnético existentes nos lados do contorno.

Assim, temos (37):

$$r_{//} = \left| \frac{\sin(\theta_a - \theta'_a)}{\sin(\theta_a + \theta'_a)} \right|^2 \quad \text{para luz polarizada paralela}$$

$$r_{\perp} = \left| \frac{\tan(\theta_a - \theta'_a)}{\tan(\theta_a + \theta'_a)} \right|^2 \quad \text{para luz polarizada perpendicular}$$

Os cálculos foram realizados em etapas, a saber:

- (i) Calculamos $F(\theta_a, \theta'_a)$ para θ variando de 0 a θ_{\max} , multiplicando os resultados pela exponencial da gaussiana;
- (ii) Calculamos as áreas das figuras assim formadas;
- (iii) Fizemos a razão expressa em (II).

Os resultados encontrados estão tabelados abaixo.

Ângulo de Polimento (α)	$R(\theta_{\max})$	
	Luz polarizada paralela	Luz polarizada perpendicular
65 °	25.32%	7.1%
58 °	31.42%	5.2%

Este é o fator de correção para a extremidade de entrada. Na saída, as reflexões de Fresnel também devem estar presentes, para fins de comparação com a teoria.

A luz do laser é polarizada perpendicularmente.

Com os fatores de correção disponíveis, os valores da eficiência experimental foram corrigidos, podendo ser apreciados na TABELA X.

Comparando agora os valores das eficiências teóricas e experimentais corrigidas para perdas de reflexão, explicitadas abaixo:

	PE	$RT_1(\alpha=65^\circ)$	$RT_2(\alpha=58^\circ)$
η_{th}	48%	87%	97%
(c)			
η_{exp}	26,5%	50.88%	30.6%

Notamos que:

(i) em todos os casos, as eficiências corrigidas para perdas por reflexão foram abaixo da teórica;

(ii) surpreendentemente, a eficiência experimental corrigida da fibra RT_2 é extremamente baixa se comparada com o previsto teoricamente, além de apresentar um fator de aumento mínimo em relação à extremidade plana (PE).

As causas para estes comportamentos são as seguintes:

(i) a suposição de que a luz do laser apresenta uma distribuição perfeitamente gaussiana (contida nos cálculos de η_{th} e $R(e_{max})$). A figura 2.7 e os dados sobre as áreas contidos na TABELA IV nos permitem dizer que, uma vez que os pontos experimentais se colocam em um dimensionamento mais estreito do que os limites definidos pela gaussiana perfeita, os valores teóricos são, na verdade, maiores do que se poderia obter experimentalmente;

(ii) os cálculos teóricos supõem que estamos lidando com uma frente de onda plana. Na verdade, isto não acontece pois existem dois *pescoços* para a emissão do laser, ou seja, nas direções paralela e perpendicular ao *stripe* do laser o feixe se foca liza ora na superfície do espelho, ora dentro dele;

(iii) nos cálculos teóricos da quantidade de luz refletida pela fibra RT consideramos apenas luz polarizada linearmente (paralela e perpendicular). Uma média sobre todas as polarizações de luz que a fibra efetivamente *vê* levar-nos-ia a valores maiores do que os que foram encontrados;

(iv) na teoria da fibra RT consideramos o perfil de índice degrau, quando o perfil real da fibra usada é gradual. Tal fato implica que estamos super-estimando os valores de θ_{max} e, conseqüentemente, os valores de η_{th} ;

(v) o efeito da *ponta* do telhado da RT se traduz em difração dos raios que ali incidem, o que é uma fonte de perdas adicionais na entrada;

(vi) dada a dificuldade envolvida no polimento da extremidade RT, o bom controle da qualidade de polimento não exclui a possibilidade de que tenham permanecido, na superfície polida, ranhuras que atuariam como fontes de espalhamento.

B) Medidas de tolerância nos alinhamentos

Foram considerados os desalinhamentos (i) paralelo e (ii) perpendicular ao *stripe*, (iii) axial, angulares (iv) paralelo e (v) perpendicular ao *stripe*.

A tolerância foi computada para queda de 1 dB na potência máxima.

A TABELA XI resume os resultados encontrados.

Nos casos (i) e (ii), a fibra RT estava com o *te*lhado em posição de máximo em relação ao *stripe* do laser. As figuras 2.24 e 2.26 mostram os desalinhamentos laterais com as potências de saída normalizadas a $P_{PE(max)}$ (potência de saída máxima da fibra PE). Nota-se, por ela, o fator de aumento da RT sobre a PE e o caráter rígido que os alinhamentos assumem, principalmente na direção perpendicular ao *stripe*.

Nas demais medidas, consideramos as posições de máximo e mínimo. Enquanto para a fibra RT, alinhada em posição de máximo sempre o alinhamento se torna mais crítico, nota-se um incremento em tolerância axial para a RT em posição de mínimo. Os resultados para este desalinhamento foram normalizados em função de $P_{PE(max)}$, podendo ser apreciados na figura 2.27. Ali notamos que mais uma vez a diferença em termos de alinhamento da RT: enquanto o fator de aumento para a posição de máximo é da ordem de 2, para a posição de mínimo ela se compara à fibra PE.

Nas medidas de desalinhamento angular, a extremidade de entrada da fibra foi presa a uma mesa girante e ali centrada. Os resultados, conforme se pode verificar na TABELA XI, in

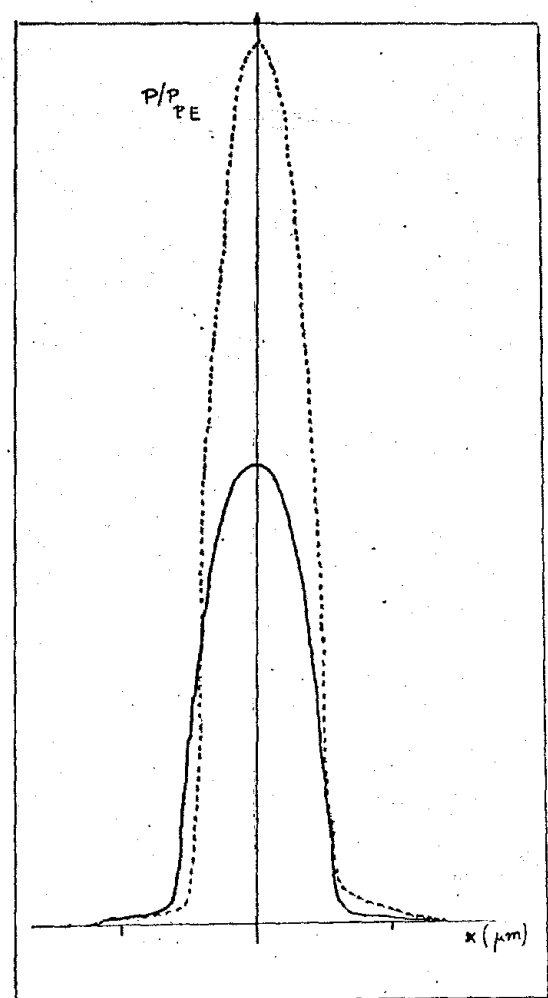


Figura 2.25 - Desalinhamento lateral paralelo ao stripe, com as potências de saída normalizadas a $P_{PE(max)}$

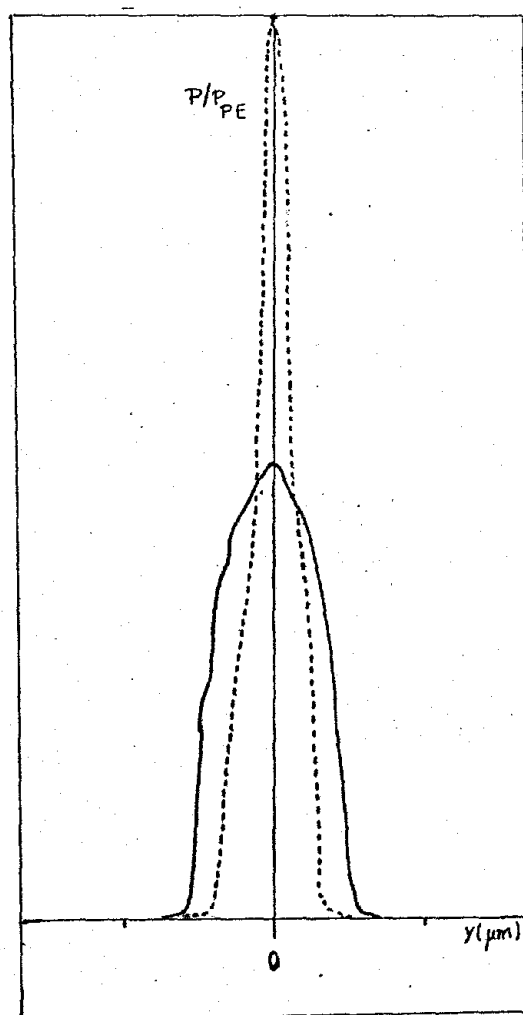


Figura 2.26 - Desalinhamento lateral perpendicular ao stripe, com as potências de saída normalizadas a $P_{PE(max)}$

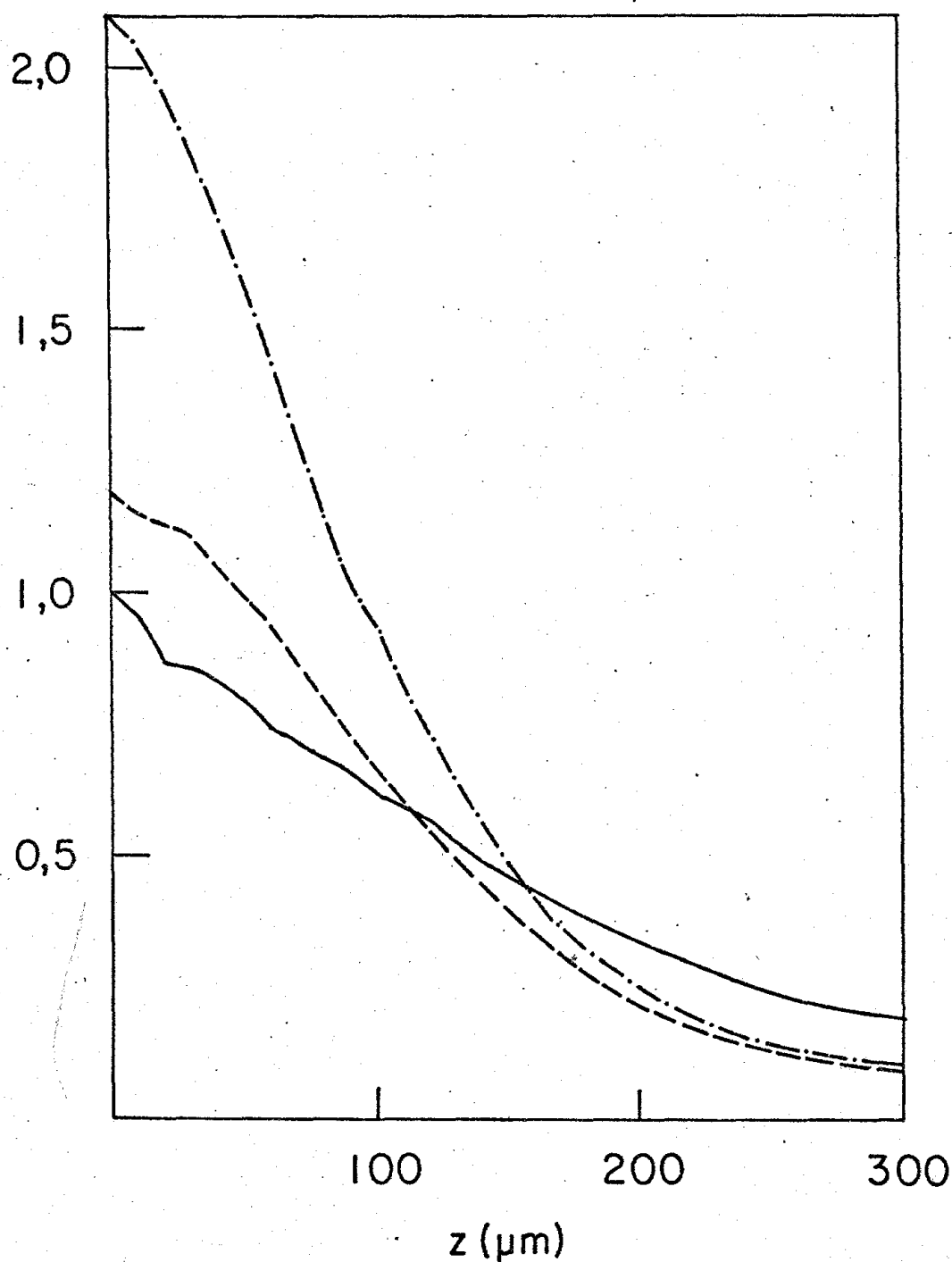


Figura 2.27

Desalinhamento axial das duas configurações com as potências normalizadas a $P_{\text{MAX}}^{\text{PE}}$.

--- fibra RT em ângulo de orientação máximo.

— fibra PE

- - - fibra RT em ângulo de orientação mínimo.

dicam uma perda de tolerância também para este desalinhamento.

Foram feitas também medidas de distribuição angular das fibras PE e RT. Não nos detivemos nelas, uma vez que um resultado similar ao que foi obtido será apresentado no Capítulo 3. Vale observar, contudo, que (i) não havia mudança na abertura numérica da fibra, uma vez que ela é determinada pelos índices de refração da fibra, e (ii) ao normalizar as potências para $P_{PE(max)}$ as situações de máximo e mínimo da RT se tornam diferenciadas em termos dos fatores de aumento indicados na figura 2.26 que considera os desalinhamentos axiais. Este fato é apenas um sinal de que houve, na extremidade de entrada, a criação de uma abertura numérica efetiva que possibilita o guiamento de raios não aceitos pela extremidade plana.

Observamos ainda que os resultados com a fibra PE dizem respeito à face polida que, como vimos, apresenta eficiência ligeiramente maior do que o valor de 20% (sem correção) tomado para uma média de 5 bons cortes.

CAPÍTULO III

ESTUDO DA INFLUÊNCIA DAS CONDIÇÕES DE LANÇAMENTO NA
DISPERSÃO DE FIBRAS MULTIMODO3.1 - Introdução

As fibras ópticas, como meios de transmissão para comunicação em banda larga a grandes distâncias, são caracterizadas por dois parâmetros: perdas e dispersão.

As perdas determinam a distância pela qual um sinal pode viajar dentro da fibra antes que seja necessário regenerá-lo. Tal distância, contudo, é limitada por mecanismos de dispersão.

Pode-se definir dispersão como a tendência que a fibra possui de distorcer um pulso de luz (ou luz modulada com um sinal analógico) que viaja através dela. Como a dispersão limita a largura espectral da modulação que a onda de luz pode levar através da fibra, usa-se também o termo *largura de banda da fibra* para descrever suas propriedades dispersivas.

Uma fibra com grande largura de banda pode ser usada para transmitir pulsos curtos — ele tem alta capacidade de canais. Todas as fibras distorcem os pulsos que passam através delas. A distorção cresce com o comprimento da fibra. Assim, uma desejada capacidade de canais limita o comprimento sobre o qual um sinal pode ser transmitido.

Se o objetivo é um sistema com grande distância entre repetidoras e a alta taxa de transmissão de dados, a fibra deve, então, possuir simultaneamente baixas perdas e grande largura

de banda.

Em fibras multimodo, a dispersão é causada principalmente pelo mecanismo de guiamento dos modos excitados ou raios aceitos pela fibra. Os vários modos que se propagam pela fibra, o fazem com velocidades diferentes. É o que chamamos dispersão intermodal. Para diminuir os efeitos da dispersão intermodal, tenta-se equalizar as velocidades dos diferentes raios de luz através de um perfil de índice de refração gradual que tenta compensar as diferenças nos caminhos ópticos entre os raios que se propagam próximo ao eixo do núcleo e os que estão distante dele. Mesmo as fibras que possuem um perfil de índice que visa equalizar o atraso entre os vários modos apresentam um interessante efeito que está ligado à dispersão material. As propriedades dispersivas dos materiais da fibra devem-se ao fato de que um pulso laser apresenta uma certa largura espectral. Por causa da dependência do índice de refração com o comprimento de onda, diferentes partes do espectro da luz do laser viajam, conseqüentemente, a velocidades diferentes à medida em que o pulso avança na fibra. Em fibras multimodo com perfil de índice gradual, a casca não dopada e as regiões do núcleo levemente dopadas têm características de dispersão cromática, ligeiramente diferentes do centro do núcleo, que é mais fortemente dopado. Como consequência, os atrasos de grupo dos raios que se deslocam longe do eixo são diferentes dos atrasos dos raios que viajam próximo ao eixo. Este efeito causaria dispersão intermodal, mesmo se os atrasos de grupo de todos os modos fossem perfeitamente equalizados na ausência de dispersão cromática ou para um material uniformemente dispersivo. Este efeito, chamado *efeito de dispersão de perfil* ⁽³⁹⁾ deve ser levado em consideração se fibras com grande largura de banda são desejadas na prática.

tica.

As características de propagação de pulsos ópticos em fibras multimodo estão, assim, condicionadas aos seguintes fatores:

- (i) dispersão intermodal;
- (ii) dispersão cromática, envolvendo dispersão material, já definida, e dispersão de guia de onda (a constante de propagação, β , depende da frequência do modo. Assim, a velocidade de grupo dos modos varia com o comprimento de onda);
- (iii) atenuação diferencial de modos;
- (iv) conversão de modos;
- (v). distribuição de intensidade na extremidade de entrada.

A distribuição da luz lançada pela fonte na extremidade de entrada pode ser alterada pelas condições de lançamento da luz que, por sua vez, alteram as características de propagação. Desta forma, a dispersão intermodal, que seria determina-da, a princípio, pelas condições de confecção da fibra (otimização do perfil do índice de refração), torna-se uma função das condições de lançamento, o mesmo acontecendo com o mecanismo de atenuação diferencial de modo. Assim, se modos de ordem mais alta são excitados, a tendência é que haja um aumento na dispersão. Se ocorre, porém, uma excitação seletiva de modos, ou seja, os modos da ordem mais baixa são excitados preferencialmente aos modos da ordem mais alta, a dispersão deve diminuir drasticamente.

O mecanismo de conversão de modos, que permite uma redistribuição de energia entre os modos guiados, embora de

terminado pelas condições de confecção da fibra, pode ser introduzido pela presença de micro-curvatura na fibra. A conversão de modos destrói particularidades das condições de lançamento, como excitação seletiva, redistribuindo a energia antes concentrada nos modos mais energéticos aos modos de ordem mais alta.

A técnica de domínio temporal foi usada para se estudar as características de propagação de pulsos ópticos através de uma fibra.

A luz do laser semiconductor foi lançada dentro de 2 m de fibras com extremidades plana e RT (polida a 65° em relação ao eixo) que foram acopladas à extremidade de um fibra teste de aproximadamente 1 km.

Foi feito um estudo inédito das alterações da distribuição de potência na entrada da fibra teste nos acoplamentos descritos. Não se encontra na literatura registro de medidas semelhantes.

Na Seção 3.1 descrevemos a técnica de medida usada, cujos detalhes em termos de arranjo experimental estão na Seção 3.2. A Seção 3.3 apresenta as precauções tomadas nas experiências. Os resultados experimentais são mostrados na Seção 3.4 e discutidos na Seção 3.5.

3,2 - Técnica do domínio temporal

As características de propagação de pulsos de luz em fibras ópticas têm sido obtidas através de técnicas de medida no domínio temporal⁽⁴⁰⁾ ou no domínio de frequência⁽⁴⁰⁾.

A técnica de domínio temporal consiste em se lançar pulsos ópticos de duração de subnanosegundos em fibras, observando o alargamento que este pulso sofre ao longo de seu trajeto.

Pulsos da ordem de subnanosegundos podem ser gerados:

- (i) de lasers semicondutores, dirigidos por circuitos eletrônicos simples, razoavelmente fáceis e baratos⁽⁴¹⁾;
- (ii) de outros lasers, por seus *mode-locking*⁽⁴²⁾.

O alargamento do pulso cresce ao longo da fibra. Eventualmente, um pulso irá se sobrepor ao seu vizinho, aumentando, assim, o número de erros na saída do receptor. Tal alargamento, conforme dissemos, impõe um limite sobre a largura de bandamáxima de certa fibra para dado comprimento de onda.

Com a técnica de domínio temporal, podemos apreciar a mudança no perfil do pulso, o que é de grande importância para o projeto de um sistema de comunicação óptica.

Assumindo uma forma gaussiana para os pulsos, se τ_1 é a largura a meia altura da intensidade do pulso de entrada e τ_2 , a do pulso de saída, então a dispersão do pulso, $\Delta\tau$, é dada por:

$$\Delta\tau = (\tau_1^2 - \tau_2^2)^{1/2} \quad (3.1)$$

Normalmente, as formas dos pulsos não são gaussianas, o que confere um caráter aproximado às medidas, usando a técnica de domínio temporal.

Em muitas aplicações onde se deseja maior precisão, a técnica de caracterização da fibra no domínio de frequência é empregada: desejamos a função transferência da fibra $H(f)$ no domínio da frequência, onde $H(f)$ é a transformada de Fourier de $h(t)$, a resposta impulsional da fibra, obtida da técnica de domínio temporal.

Como estamos interessados em apreciar as mudanças no perfil do pulso, optamos pela técnica do domínio temporal, com a vantagem adicional de já ter o sistema de medidas a nosso dispor.

3.3 - Arranjo experimental

O arranjo experimental usado em nossas medidas pode ser visto na figura 3.1.

O laser usado (GaAs) é um dispositivo fabricado pe la RCA Electro Optics Products, modelo SG2001A, trabalhando a 904 nm. A duração do pulso gerado através de um circuito simples a meia altura da intensidade média (*full-width at half maximum*) é de, aproximadamente, 0,5 ns, com uma potência de saída da ordem de 1 W por pulso a uma taxa de repetição de cerca de 10 kHz.

O detetor dos pulsos de saída da fibra é de fabricação da Optel (Alemanha). Trata-se de um fotodetetor de avalanche de silício modelo LR 103, com voltagem de operação de 150 V e tempo de resposta da ordem de 100 ps.

Os pulsos que saem da fibra-teste de 1 km apresen tam uma atenuação da ordem de 3 dB a 850 nm. Isto significa que, se um pulso de 1 W é lançado em 1 km de fibra, na extremidade de

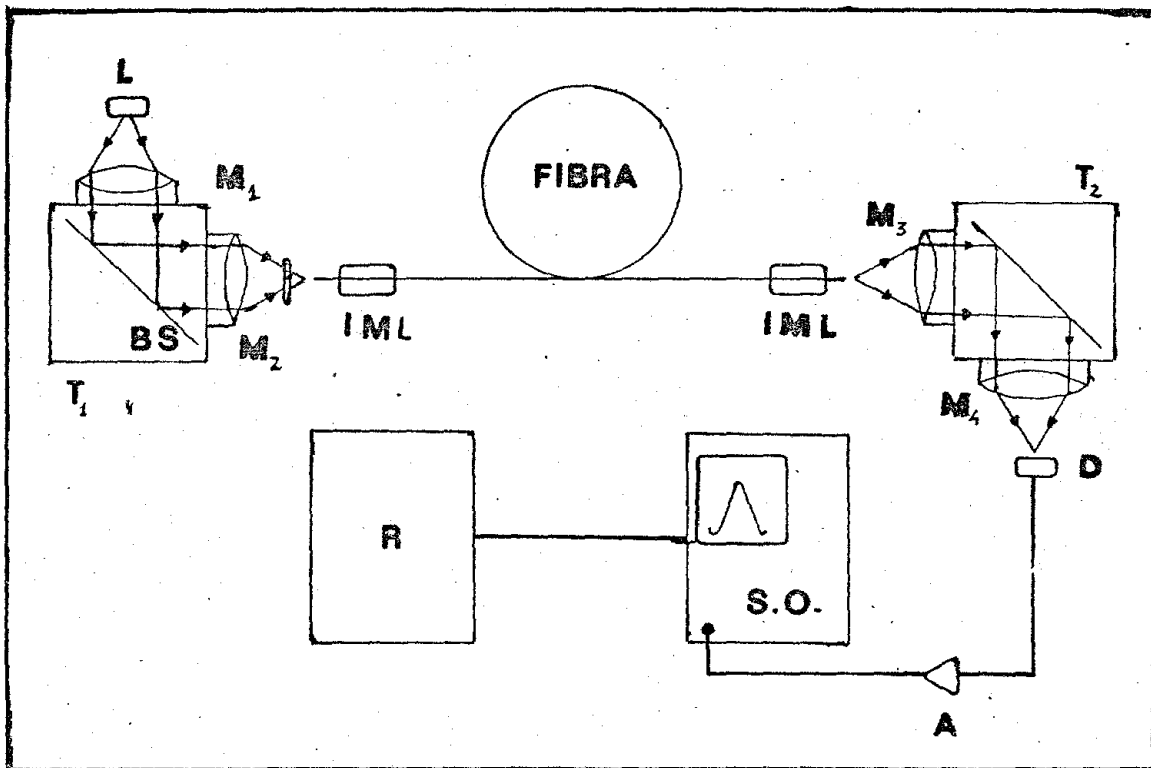


Figura 3.1 - Arranjo experimental

L - laser semiconductor (904 nm);

Objetivas microscópicas M₁ (x10), M₂ (x10), M₃ (x20) e M₄ (x5);

T₁ e T₂ - unidades tetravar;

BS - "beam splitter" - espelho semi-espelhado;

F - filtro atenuador variável;

IML - "index matching liquid" - glicerina;

D - fotodetector de avalanche de silício;

A - amplificador;

SO - "sampling oscilloscope" - osciloscópio de amostragem;

R - registrador

saída, o pulso detectado apresentará uma amplitude de 0.5 W. Os efeitos de atenuação são desprezíveis em fibras curtas. Assim, como há necessidade de se manter amplitudes equivalentes para os pulsos de saída, conforme discutiremos a seguir, foi necessária a presença de um âmplificador. O amplificador usado é da Hewlett-Packard (USA), modelo 8447-D. Possui uma largura de banda na faixa de 0.1 a 1300 MHz. Tempo de resposta ~ 300 ps.

Os perfis dos pulsos foram monitorados com um osciloscópio de amostragem da Philips, modelo PM 3400, que apresenta tempo de resposta da ordem de 200 ps e registrados através de um registrador x-y da HP, modelo 7046-A.

As extremidades das fibras foram presas em microposicionadores fabricados pela Line Tool Co., (USA). Com uma resolução de 2 μ m e graus de liberdade nas direções x, y e z, foi possível um bom alinhamento entre laser e fibra. Observamos que a fibra RT estava presa na sua montagem especial já descrita no Capítulo 2.

Foram medidas as durações dos pulsos de entrada e saída da fibra-teste a meia altura da amplitude máxima (FWHM). A partir destes dados, usando a fórmula (3.1), calculamos a dispersão total de cada pulso de saída.

Com o objetivo de eliminar os alargamentos induzididos pelos vários componentes (laser, fotodetector, amplificador, osciloscópio), o pulso de entrada foi obtido injetando-se a luz do laser em fibras curtas (2 m) de extremidade plana e RT. Para comprimentos pequenos, a dispersão do pulso de saída pode ser desprezada visto que (i) os efeitos da excitação modal específi-

ca da fibra sobre as perdas de propagação são desprezíveis em fibras curtas e (ii) a eletrônica envolvida é incapaz, em termos de detecção, de acusar variações daquela ordem.

Uma vez obtidos os pulsos de entrada para as fibras PE e RT orientada em posição de máximo e mínimo (a aresta do seu telhado paralela e perpendicular ao stripe do laser, respectivamente), mediram-se os pulsos de saída acoplando tais pequenas fibras à fibra de teste de 1 km, com o objetivo de se estudar as variações causadas pelas mudanças na condição de lançamento.

3.4 - Precauções tomadas

Para que as amplitudes dos pulsos de entrada e de saída fossem da mesma ordem, usou-se um filtro atenuador variável entre o laser e a fibra de 2 m. Lembrando, do Capítulo II , que a eficiência de lançamento da luz do laser em uma fibra RT orientada na posição de máximo possui um fator de aumento de duas vezes sobre a fibra PE, tal preocupação fica mais clara. As amplitudes dos pulsos devem ser da mesma ordem e baixas para que (i) a resposta do detector seja a mesma para todos eles e (ii) a região de resposta linear do fotodetector não seja violada.

As extremidades das fibras planas foram cuidadosamente clivadas de modo a se ter superfícies planas, ou seja, extremidades espelhadas, e transversais ao eixo da fibra, para que seja possível uma eficiência razoável. Quanto à fibra RT, sua superfície foi cuidadosamente limpa. Observando o *far field* do laser, ela foi posicionada de modo a ser orientada nas posições de máximo e mínimo, como se vê na figura 3.2.

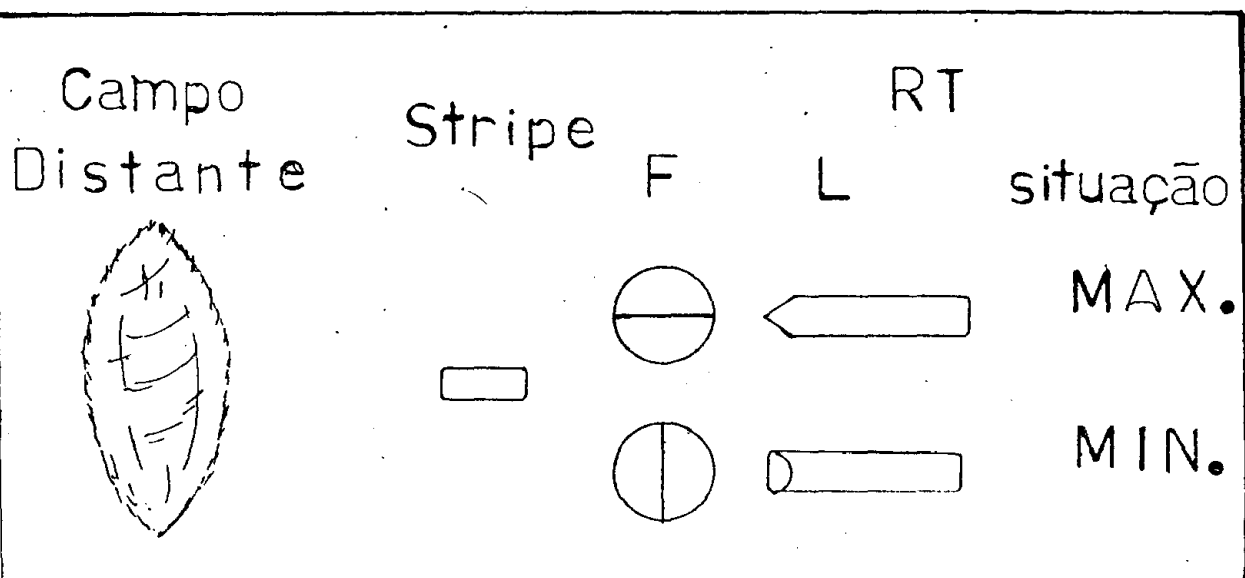


Figura 3.2 - Cuidados tomados no alinhamento laser - RT
(i) verifica-se a distribuição de luz do laser no campo distante sobre uma tela;

(ii) através de (i) sabe-se automaticamente a posição do "stripe" do laser:

(iii) a RT é então alinhada com o "stripe" do laser.

F e L simbolizam as visões Frontal e Lateral da extremidade RT para que se reproduza as situações de máximo e mínimo em termos da potência de saída da fibra.

A voltagem aplicada no laser foi cuidadosamente controlada para evitar (i) problemas de atraso no sinal de saída ópticos (da ordem de nanosegundos) depois que a corrente de injeção do dispositivo atingiu seu limiar e (ii) a presença de uma oscilação amortecida do sinal de saída óptica devida ao *Q-Switching*. Assim, a voltagem aplicada ao laser foi selecionada (~ 70 V) para se obter uma corrente logo abaixo da limiar e atingir um ponto onde somente o primeiro pulso do trem *Q-switching* foi excitado predominantemente.

Com o objetivo de se eliminar os modos da casca, foi usado um líquido com índice de refração maior do que a casca (IML: *Index Matching Liquid*), no caso, glicerina. Assim, evitamos erros nas medidas e nos certificamos que estamos detectando somente a luz que se propaga no núcleo da fibra.

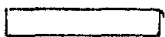
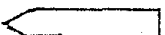
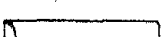


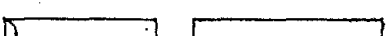



3.5 - Resultados experimentais

Realizamos um conjunto de medidas para cada uma das configurações, a saber: PE, RT em posições de máximo e de mínimo.

Os resultados estão na TABELA XII e serão comentados a seguir.

Verificamos, pela TABELA XII, que as amplitudes dos pulsos foram mantidos na mesma ordem, o que nos garante (i) uma resposta equivalente do fotodetetor a todos os pulsos e (ii) a não-violação dos seus limites de segurança operacional.

Na experiência I lançamos a luz do laser em fibras curtas de 2 m. Dentro da margem dos erros envolvidos (± 0.02 ns), os pulsos de entrada são equivalentes. Estes pulsos de entrada, com

Exp.	Situação	Condições	Ampl.(mV)	FWHM (ns)
I		2 m	162.2	0.57
		Pulsos de	180.0	0.55
		Entrada	189.3	0.58
II		2 m = 1 km	200.3	0.70
		c/ IML	188.3	0.65
		s/ MM	189.3	0.61
III		2 m = 1 km	179.0	0.73
		c/ IML	185.0	0.66
		c/ MM	177.3	0.67

suas respectivas larguras a meia altura, estão mostrados nas fi
guras 3.3 a 3.5 .

A seguir, as fibras curtas foram acopladas a fibras longas de 1 km. Foi introduzido o líquido equalizador de índice de refração na junção das duas fibras. Com isto, os modos da cas
ca foram eliminados. Observa-se, então, que as larguras a meia altura apresentam-se bem diferenciadas, sugerindo que a fibra RT acoplada à fibra-teste está criando nela uma condição de excita
ção seletiva dos modos, ou seja, excitando preferencialmente os modos de ordem mais baixa. Tal fato foi constatado na experiência II. Os pulsos de saída, para as condições ali descritas, podem ser apreciados nas figuras 3.6 a 3.8 .

Finalmente, foi colocado o misturador de modos, na experiência III. A largura do pulso de saída para o acoplamento PE-fibra teste ainda se apresenta ligeiramente maior do que as larguras para o acoplamento RT-fibra teste, cujos valores para po
sições de máximo e mínimo da RT tornam-se indiferenciados, aproxi
mando-se, dentro da margem de erros, do valor de τ_2 para o acopla
mento PE-fibra teste. Deve-se observar aqui que o misturador de modos talvez não seja eficiente o bastante para quebrar as condi
ções de excitação seletiva criadas pelo acoplamento RT-fibra tes
te. Seu papel é o de redistribuir a potência que antes se concen
trava nos modos de ordem mais baixa, aos outros modos de ordem mais alta. A excitação dos modos de ordem mais alta implica, como já dissemos, em um aumento da largura dos pulsos de saída.

Considerando os resultados I e II, com os pulsos de entrada e os pulsos que se propagam no núcleo da fibra, respeitadas as energias de cada modo ou raio, podemos calcular as disper

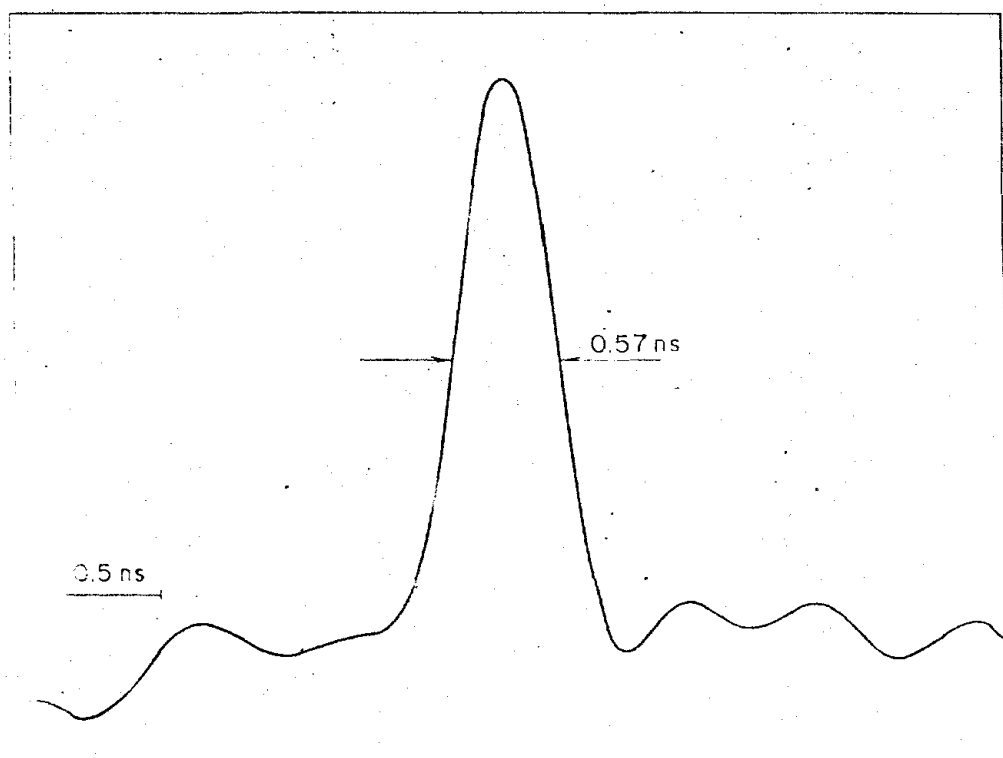


Figura 3.3 - Pulso de entrada resultante do acoplamento laser - fibra PE (2 m)

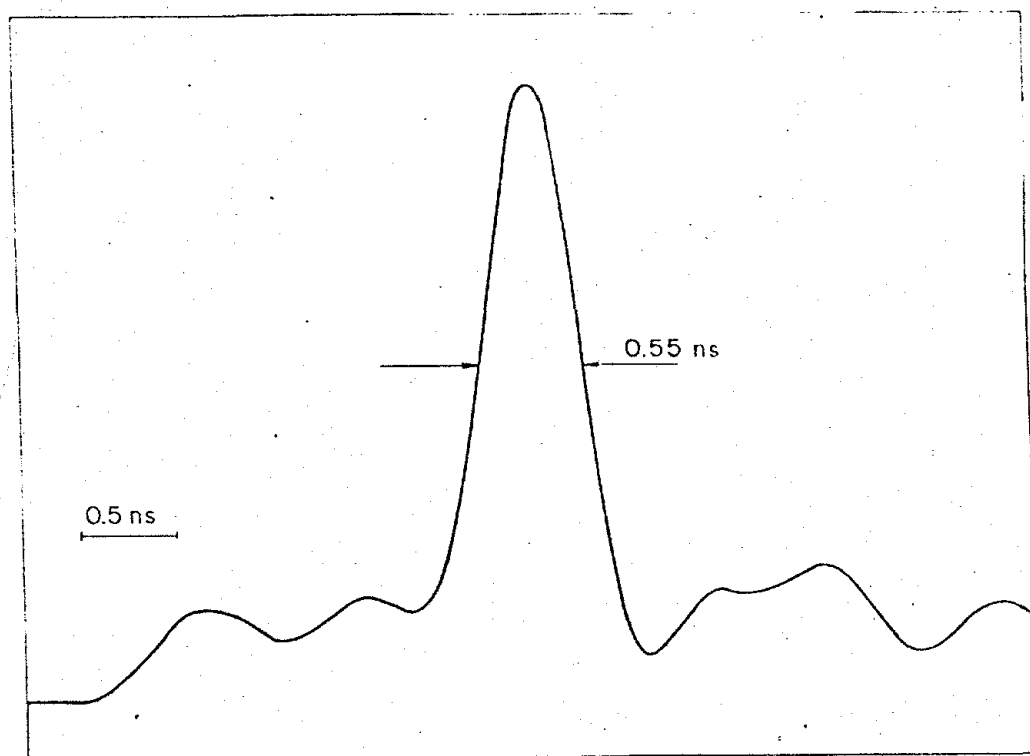


Figura 3.4 - Pulso de entrada resultante do acoplamento laser - RT (2 m) em posição de mínimo

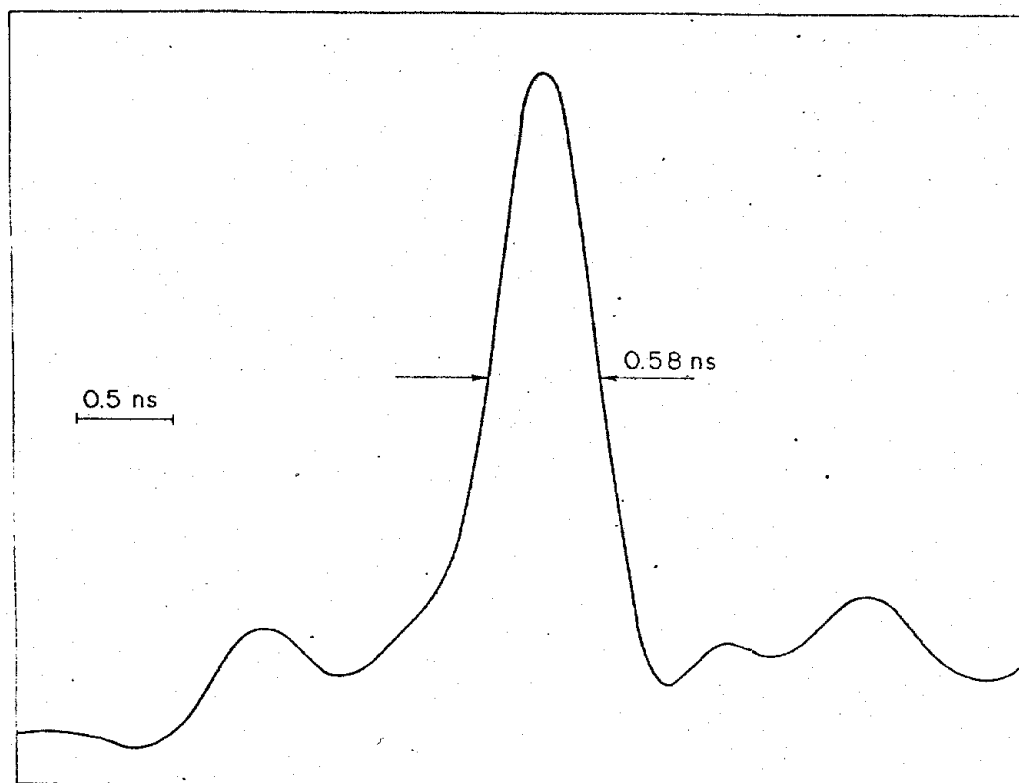


Figura 3.5 - Pulso de entrada resultante do acoplamento laser - RT (2 m) em posição de máximo

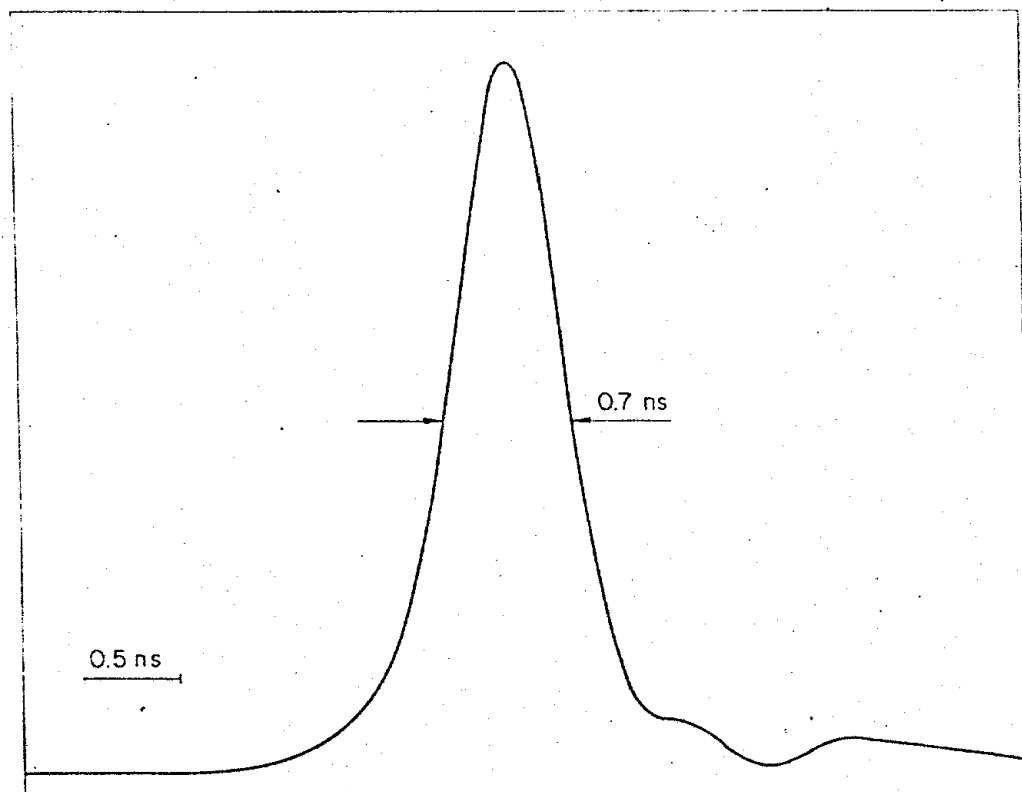


Figura 3.6 - Pulso de saída resultante do acoplamento laser - PE (2 m) - fibra teste (1 km)

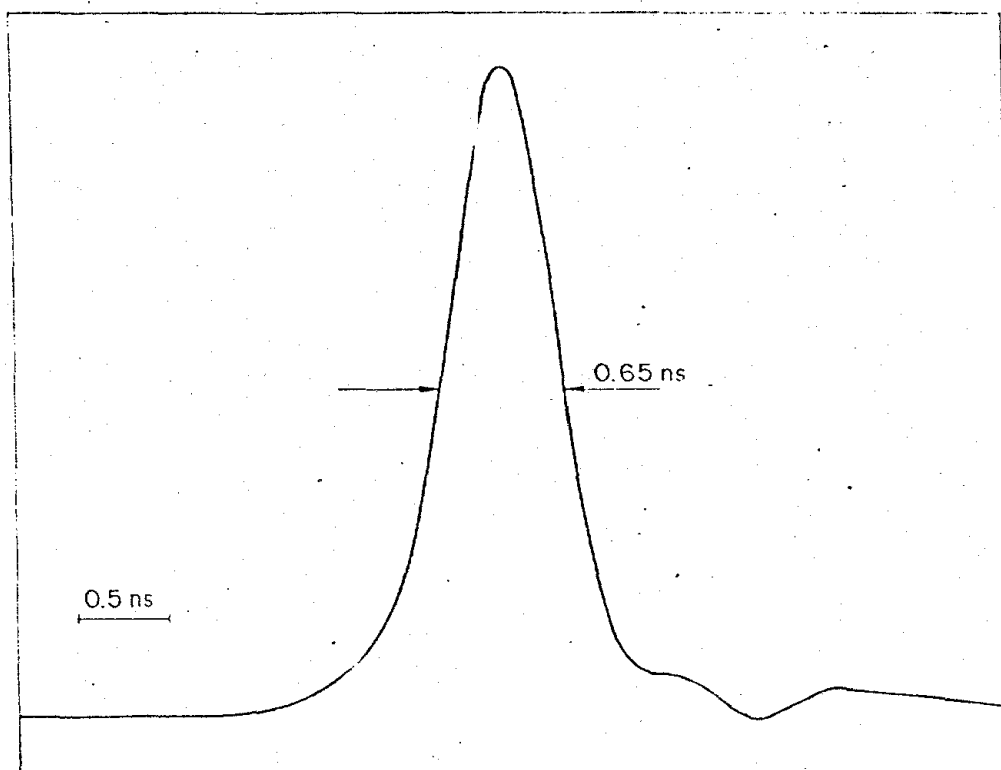


Figura 3.7 - Pulso de saída resultante do acoplamento laser - RT (2 m) em posição de mín. - fibra teste (1 km)

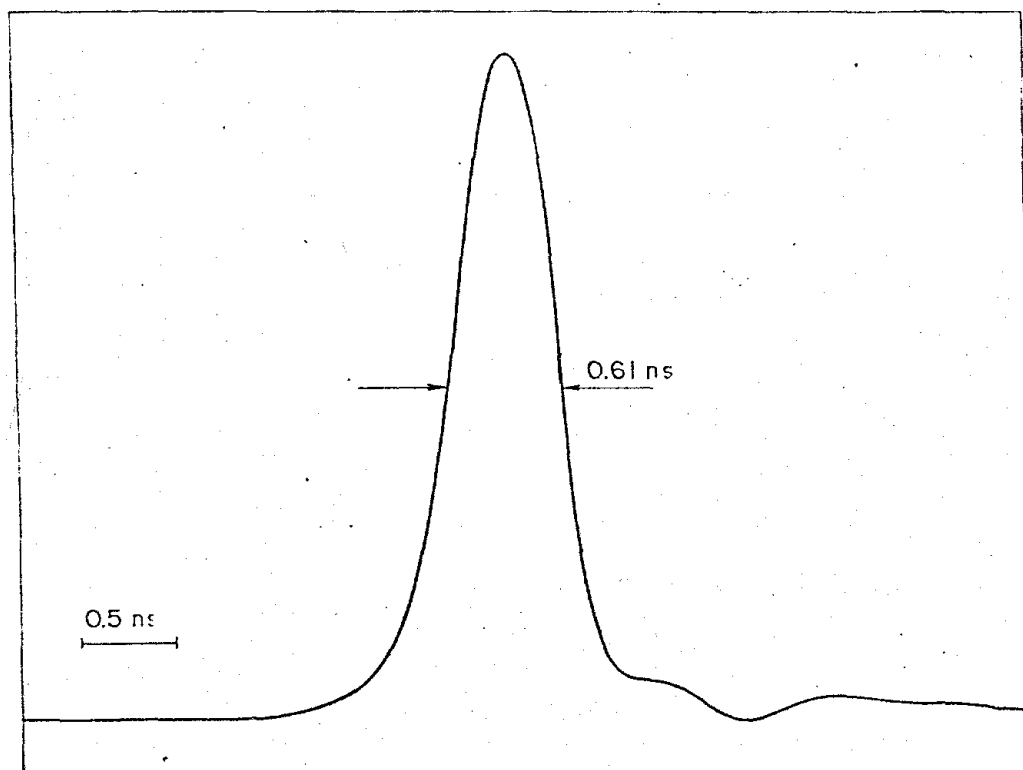


Figura 3.8 - Pulso de saída resultante do acoplamento laser - RT (2 m) em posição de max. - fibra teste (1 km)

sões totais a partir da equação

$$\Delta\tau = (\tau_1^2 - \tau_2^2)^{1/2} \quad (3.1)$$

Uma vez que os pulsos de entrada (resultados da experiência I) são equivalentes, para os cálculos, fizemos uma média entre eles, obtendo

$$\tau_1 = 0.57 \text{ ns}$$

A seguir, tomamos τ_2 para o acoplamento PE-fibra teste, da figura 3.6. Ali notamos que $\tau_2 = 0.7 \text{ ns}$.

Assim, empregando a equação (3.1), temos:

$\Delta\tau = 0.41 \text{ ns/km}$ - para o acoplamento PE-fibra teste. Através da figura 3.7, tomamos τ_2 para o acoplamento RT(min)-fibra teste ($\tau_2 = 0.65 \text{ ns}$), obtendo

$\Delta\tau = 0.31 \text{ ns/km}$ - para o acoplamento RT(min)-fibra teste. Com o auxílio da figura 3.8, temos ainda que $\tau_2 = 0.61 \text{ ns}$ para o acoplamento RT(max)-fibra teste. Levando este valor à equação (3.1), temos:

$\Delta\tau = 0.22 \text{ ns/km}$ - para o acoplamento RT(max)-fibra teste.




Os resultados obtidos dizem respeito a medidas de dispersão total. Dos mecanismos que contribuem para a dispersão do pulso, somente as dispersões material (τ_m) e intermodal (τ_g) têm um papel de destaque, pois a dispersão de guia de onda (τ_{mo}) só merece consideração em fibras monomodo operando perto da região de dispersão material zero. Em tais condições, τ_{mo} apresenta valo

res da ordem de poucos picosegundos/nm/km. Quanto à dispersão de perfil (τ_p), que é importante somente em fibras com perfil de índice gradual, a um certo comprimento de onda, foi demonstrado⁽⁴⁵⁾ que τ_p é desprezível quando comparada a τ_g em medidas realizadas em três comprimentos de onda: 694, 782, 871 nm. Contudo, os resultados não podem ser generalizados, pois a diferença relativa de índices entre núcleo e casca, como função de λ , pode ser marcadamente diferente à medida em que diferentes materiais são usados como dopantes para o núcleo das fibras. A dispersão material, por sua vez, é uma função de λ^{-1} , tendendo a zero à medida em que λ tende a 1.3 μm . O fato de se dopar o núcleo com germânio aumenta a dispersão material deslocando, por consequência, o seu zero (de dispersão material). A 900 nm, o comprimento de onda usado em nossas experiências, considerando o germânio como dopante no núcleo, temos, tipicamente, que

$$\tau_m = 90 \text{ ps/nm/km}$$

para uma largura espectral típica ($\Delta\lambda$) do laser de 2 nm. Assim, este parâmetro deve ser descontado nos resultados, o que foi feito na TABELA XIII.

TABELA XIII

Situação	$\Delta\tau$ (ns/km)	τ_g (ns/km)
	0.41	0.4
	0.31	~ 0.3
	0.22	0.2

3.6 - Análise dos dados experimentais

Conforme ficou evidente na TABELA XIII, o fato de usarmos a fibra RT de 2 acoplada à fibra teste orientada em situação de máximo significa que obtemos uma dispersão total reduzida de um fator de 2, quando comparada com a dispersão obtida com a difração plana de 2 m.

As perdas em uma fibra dependem dos modos que se propagam através dela. Assim, diferentes condições de lançamento resultam, em geral, em diferentes valores para as perdas.

Os modos de ordem mais alta, com suas frequências de corte extremamente próximas à frequência normalizada V , são os que sofrem maiores perdas. Imperfeições na interface núcleo-casca, como variações geométricas da seção transversal da fibra, micro e macro-curvaturas do seu eixo, são as causas fundamentais destas perdas. Se as perdas na região próxima ao eixo são altas (dominantes em fibras de índice gradual, dip pronunciado no perfil de índice), também os modos de ordem mais baixa podem sofrer uma atenuação seletiva. Em consequência desses fatos, após uma certa distância de propagação, o fenômeno do acoplamento entre os modos de propagação produz um equilíbrio dinâmico entre fluxo de potência modal e perdas de radiação. Assim, a um certo L_c , chamado *comprimento de acoplamento*, temos, na fibra, uma distribuição de estado estacionário.

Foi demonstrado experimentalmente que, para comprimentos muito superiores a L_c , o pulso de saída é independente das condições de lançamento, assumindo um aspecto gaussiano⁽⁴³⁾.

Os métodos de determinação de L_c , computacionais,

escapam a nossos objetivos. Precisaríamos conhecer o perfil de índice de refração, por exemplo. Contudo, de trabalhos realizados em nossos laboratórios⁽⁴⁴⁾, foi possível verificar que, uma vez que as condições de lançamento afetam a largura do pulso de saída da fibra teste, seu comprimento (~ 1 km) é da ordem ou um pouco maior que L_c , o comprimento de acoplamento. Em seus trabalhos de tese, investigando a propagação de pulsos na mesma fibra com a qual trabalhamos, Marcelo G. Destro criou as condições para que a fibra teste fosse excitada por uma distribuição do estado estacionário, obtendo uma largura a meia altura (FWHM) de 0.42 ns/km igual a que obtivemos, dentro da margem dos erros envolvidos. Esta equivalência, vinda de experiência independente, confere confiabilidade a nossos resultados.

Como estamos interessados em investigar os desvios das características de propagação gerados por diferentes configurações de fibras lançantes, a condição para que a distribuição de potência de entrada dos modos fosse excitada como uma distribuição do estado estacionário (misturador de modos na extremidade de entrada da fibra lançante) não foi cumprida. Assim, o que fizemos foi permitir uma excitação seletiva, deixando que os modos de ordem mais baixa fossem mais excitados do que os de ordem mais alta, de acordo com a expectativa de que uma maior eficiência de acoplamento deveria implicar numa dispersão menor. Como já é conhecido de nossas experiências, a configuração RT, devidamente orientada, apresenta um fator de aumento de duas vezes em termos de eficiência quando comparada à fibra PE.

Nossos objetivos, então, foram confirmar as expectativas acima, à luz dos conhecimentos já obtidos de nossas medi-

das de eficiência, no Capítulo II.




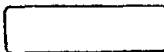


Com o objetivo de verificar tal comportamento, medimos a distribuição angular de potência na saída da fibra teste de 1 km para as duas configurações, a saber, PE e RT orientada em posições de máximo e mínimo.

A extremidade de saída da fibra teste foi presa a um goniômetro. Distante cerca de 3 cm dela está o fotodetector que teve sua região sensível coberta, mantendo-se apenas uma fenda de cerca de 1 mm de largura, por onde a luz pode passar. Com o fotodetetor fixo e a fibra (sua extremidade) girando, medimos, então, a distribuição angular de potência em sua saída.

Com o objetivo de se eliminar os modos que se propagam na casca, usamos glicerina no acoplamento fibra de 2 m — fibra teste.

As distribuições de potência foram normalizadas a 1, podendo ser apreciadas na figura 3.9. Medimos a largura a meia altura (FWHM). Calculamos, também, as áreas das figuras no intervalo de -10^0 a $+10^0$, usando os métodos dos trapézios e de Simpson (o passo de integração foi de 1^0). Os resultados estão na TABELA XIV.

TABELA XIV

SITUAÇÃO		FWHM	TRAPEZIOS	SIMPSON
		13.0°	13.4240	13.4133
		11.0°	11.0600	11.0700
		10.5°	10.8185	10.8377

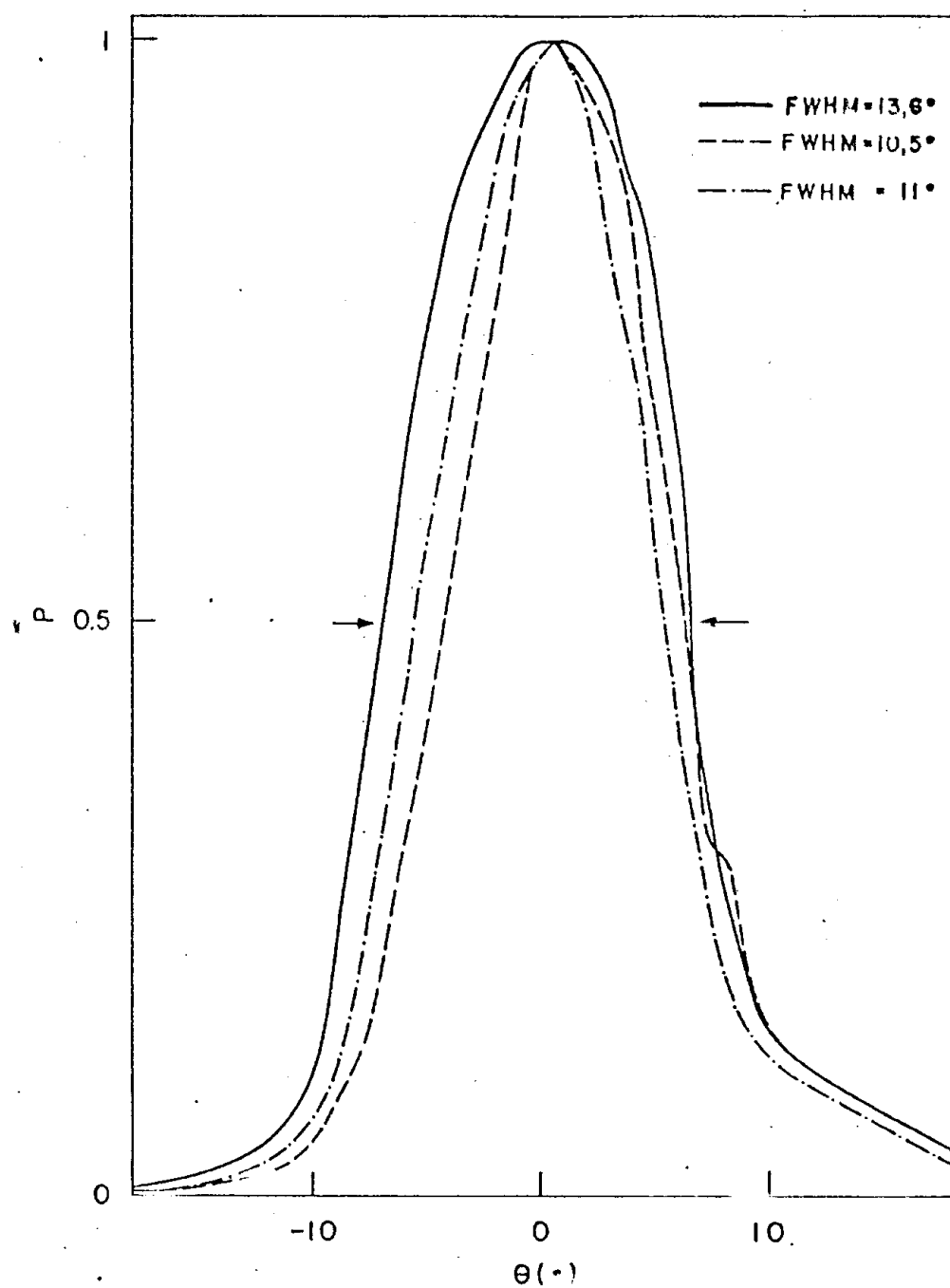


Figura 3.9 - Distribuições de potência no campo distante considerando o acoplamento "fibras lançantes"-fibra teste:

- _____ acoplamento PE (2m) - fibra teste (1km)
- .-.-.-.-. acoplamento RT_{\min} (2m) - fibra teste (1km)
- - - - - acoplamento RT_{\max} (2m) - fibra teste (1km)

N.B.: As potências foram normalizadas a 1 (μm)

O laser usado nas medidas é um CW fabricado pelo grupo de laser semiconductor Telebrás/UNICAMP, apresentando $I_{TH} \sim 100$ mA e ângulos de divergência de 11° e 28° nas direções para lela e perpendicular ao *stripe*, respectivamente. (L4)

Analisando o diagrama onde as distribuições de po tência foram normalizadas a 1, verificamos que, para ângulos me nores que 10° , a energia acoplada dentro dos modos excitados pe la fibra RT em situação de máximo e de mínimo é menor do que a energia acoplada pela fibra plana. Isto significa que a extremi dade RT, tornando possível o guiamento de raios antes não acei tos pela extremidade PE, cria, na entrada, uma abertura numéri ca efetiva maior. Os raios agora aceitos devem cumprir as condi ções de guiamento que são impostas, em última análise, pelos ín dices de refração do núcleo e da casca e expressas em termos do ângulo β definido no Capítulo II.

Imediatamente após penetrar no núcleo, os raios encontram as condições de guiamento impostas pela abertura numé rica nominal da fibra.

Considerando que, para uma extremidade RT (polida a 65°) o ângulo de aceitação é da ordem de 30° contra cerca de 12° para fibra PE, notamos que uma correspondência entre os mo dos suportados pela fibra e os raios aceitos nos indica que, no acoplamento laser-RT, temos uma excitação de todos os modos su portados pela fibra. Ora, os modos guiados ocupam lugares geomé tricos no espaço definido pelas dimensões do núcleo da fibra, u ma vez que suas constantes de propagação são auto valores de u ma equação característica.

Também os raios aceitos estão sujeitos às limitações espaciais da fibra. Um incremento no número de raios aceitos, causado, por exemplo, pelo polimento da extremidade da entrada da fibra numa configuração RT, implica, assim, em última análise, em um rearranjo dos raios refratados de modo que a condição de guiamento não seja violada. Este rearranjo dos raios refratados se traduz em uma *compressão* do pulso de luz lançado pela fonte quando ela penetra na fibra RT. Esta compressão se manifesta, por sua vez, numa mudança das condições de excitação dos vários modos que a fibra suporta. Assim, os modos de ordem mais baixa se tornam privilegiados em termos de excitação.

Este comportamento pode ser claramente observado quando as potências de saída nos acoplamentos PE, RT (max, min)-fibra teste são normalizados à potência máxima de saída do acoplamento PE-fibra teste, que pode ser apreciado na figura 3.10.

Ali vemos um fator de aumento de cerca de 2 vezes em relação a PE - fibra teste, obtido nas condições RT (max)-fibra teste.

Este fator de aumento está em excelente acordo com o aumento observado nas medidas de eficiência do Capítulo II.

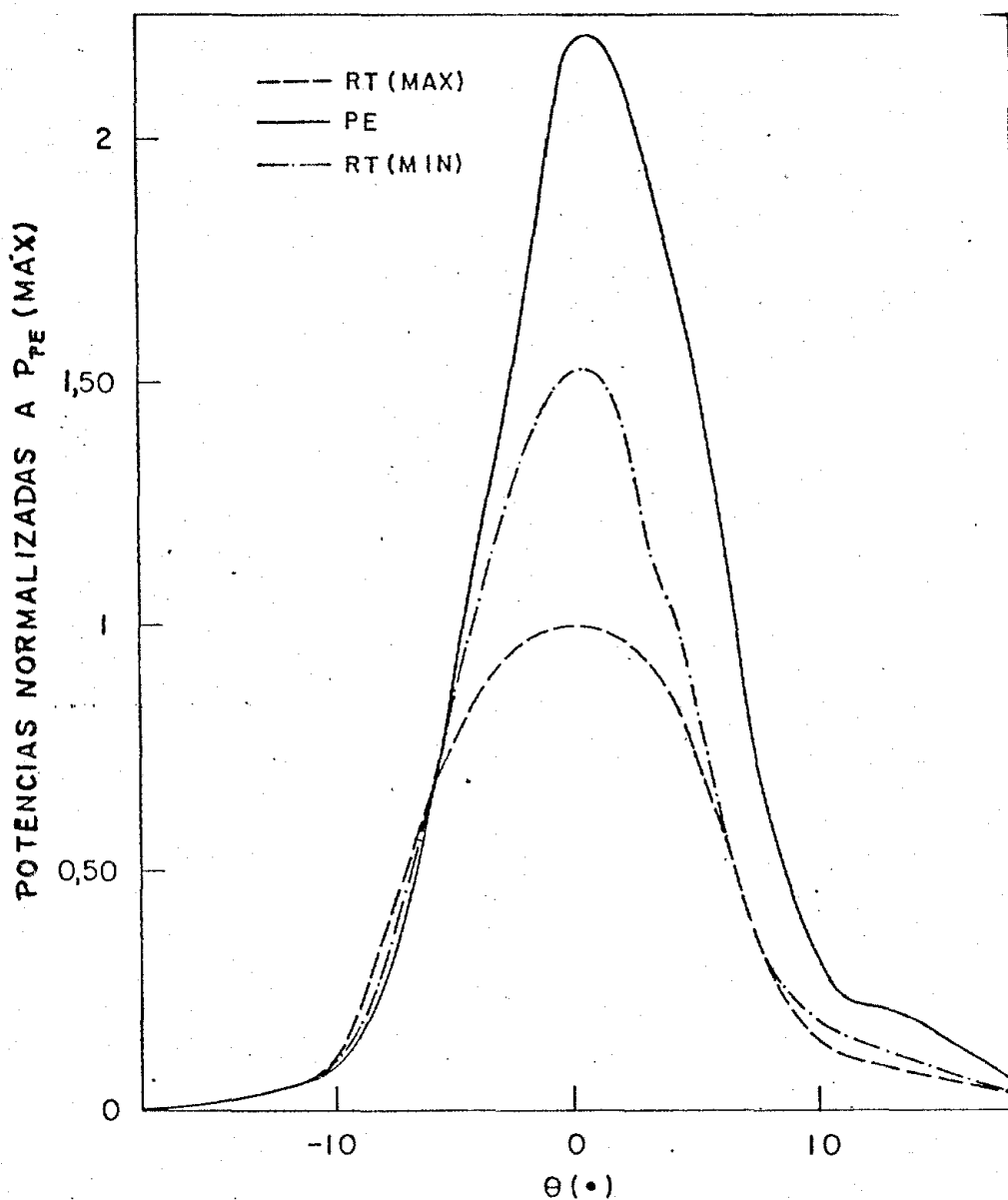


Figura 3.10 - Distribuições de potência no campo distante considerando o acoplamento "fibras lançantes"-fibra teste:

- acoplamento PE (2m) - fibra teste (2km)
 -.-.-.-.- acoplamento RT_{\min} (2m) - fibra teste (1km)
 - - - - - acoplamento RT_{\max} (2m) - fibra teste (1km)

N.B.: As potências foram normalizadas a $P_{PE}(\max)$, ou seja, a potência máxima obtida para o acoplamento com a PE

CAPÍTULO IV

CONCLUSÕES E RECOMENDAÇÕES PARA CONTINUAÇÃO DESTE TRABALHO

4.1 - Conclusões

Algumas importantes conclusões podem ser retiradas de nossos trabalhos.

- Quanto ao lançamento de luz em fibra multimodo , observamos que:

(i) As baixas eficiências obtidas no acoplamento frontal laser-fibra plana se devem ao grande astigmatismo da fonte e à limitada abertura numérica da fibra. Inclusão de lentes e modificação da geometria de extremidade da entrada da fibra são técnicas comumente usadas com o fim, ora de atuar sobre os ângulos de divergência da fonte, colimando-os, ora de criar uma abertura numérica efetiva na entrada, de modo que o guiamento de raios não aceitos pela fibra plana seja agora possível.

(ii) No item "inclusão de elementos ópticos entre o laser e a fibra", investigamos o desempenho de lentes cilíndricas de fibra, lente SELFOC e da combinação das duas.

Os espaçamentos entre laser, lente e fibra devem ser otimizados de modo a se ter potência de saída máxima na fibra. Observamos efeitos de *feed-back óptico* ao se aproximar em demasia as lentes do laser.

Observamos que a combinação lente cilíndrica - lente SELFOC entre o laser e a fibra é muito eficiente. Em compensação, as tolerâncias nos alinhamentos (principalmente os transversais) se tornam extremamente críticas, o que limita o uso em cam

po.

(iii) A configuração RT apresenta peculiaridades no alinhamento com o laser, até então menosprezadas na literatura. Trata-se do comportamento aproximadamente senoidal da potência de saída quando se gira a fibra em relação ao seu eixo. Assim, aos alinhamentos nas três direções espaciais deve-se acrescentar o alinhamento do *stripe* do laser com a aresta do telhado da RT. Os máximos e mínimos obtidos ao se girar a fibra são bem definidos e estão ligados à maneira pela qual a RT *acolhe* a luz do laser.

(iv) A configuração RT foi comparada à extremidade plana em termos de eficiência e tolerância nos alinhamentos. Os cálculos teóricos para eficiência não encontram correspondência plena em termos dos resultados experimentais. As causas envolvem (i) suposição de que a luz do laser se distribui no campo distante como uma gaussiana, (ii) a presença da *ponta* do telhado da RT e (iii) possíveis defeitos deixados pelo polimento na superfície da fibra. As tolerâncias nos alinhamentos tornam-se mais críticas no acoplamento laser-RT.

- Quanto ao estudo da influência das condições de lançamento nas propriedades dispersivas da fibra, observamos que:

(v) A fibra RT, usada como fibra lançante no acoplamento com uma fibra teste de 1 km, cria condições de excitação seletiva, privilegiando os modos de ordem mais baixa e, assim, reduzindo a largura do pulso na extremidade de saída.

(vi) Este efeito de excitação seletiva é tão poderoso que apenas um misturador de modos, com a missão de redistribuir as energias entre os muitos modos guiados, não consegue desfazer completamente as condições privilegiadas, em termos de exci

tação dos modos de ordem mais baixa.

(vii) A extremidade polida em telhado pode ser pensada como uma lente com grandes capacidade de acolhimento de luz e poder focalizador, que seria inserida entre o laser e a fibra PE.

(viii) A técnica de polimento de fibras, desenvolvida em nossos trabalhos de tese, embora propicie a investigação de configurações *ousadas*, que visam aumentar a abertura numérica da fibra na extremidade de entrada, representa um processo delicado e paciente, cujas principais vantagens são o alto grau de repetibilidade e o fato de não haver decréscimo da resistência mecânica da fibra.

4.2 - Recomendações

4.2.1 - Feed-back Óptico

Os efeitos de *feed-back óptico*, comentados no Capítulo 2, Seção 2.4, extremamente danosos para o laser semicondutor, merecem uma investigação mais profunda. Em configurações de baixas perdas (alta eficiência), sua presença torna-se um fator limitante, principalmente quando o objetivo é construir acopladores que usam fibras curtas (≈ 5 cm).

Recomendamos, pois, que seja feito um estudo no sentido de dimensionar os efeitos de *feed-back óptico*, buscando, simultaneamente, entre as configurações de baixas perdas, aquela(s) em que esses efeitos se apresentam mínimos.

Cálculos teóricos também podem ser feitos segundo

o modelo da cavidade composta^(27,33,34) de modo a se estabelecer uma comparação com resultados experimentais.

Pode-se, também, fazer estudos no sentido de minimizar os efeitos de *feed-back* óptico, seja cobrindo lentes e a extremidade da fibra com líquidos anti-refletores, seja introduzindo películas de filmes finos entre os elementos ópticos com a mesma finalidade.

4.2.2 - Polimento de fibras multimodo

O domínio da técnica do polimento de fibras abre todo um leque de possibilidades em termos de investigação de novas configurações, tanto em fibras multimodo, como em fibras monomodo. Assim,

(i) pode-se produzir fibras com a extremidade de entrada plano-afilada com um controle perfeito na razão diâmetros do núcleo e da casca, controle este difícil de ser conseguido com as técnicas de fusão-puxamento (confecção de emendas) e ataque químico.

A primeira exige um controle perfeito na velocidade de puxamento, o que dificulta a repetibilidade, resultando numa redução da casca e do núcleo.

A segunda, embora possibilite um certo controle no diâmetro da casca, deixa defeitos em sua superfície que se tornam fontes de espalhamento. Ambas reduzem drasticamente a resistência mecânica da fibra, tornando-a quebradiça.

O polimento, por sua vez, oferece um grau de repetibilidade muito alto, ao mesmo tempo em que permite um controle excelente da razão núcleo/casca. A resistência mecânica da fibra

não se altera.

A produção de extremidades plano-afiladas torna-se de fácil confecção, uma vez que, reduzindo a razão núcleo-casca, é possível polir a extremidade reduzida em face plana, evitando -se os problemas de um corte comum.

(ii) A extremidade de entrada de uma fibra multimodo pode ser polida numa simulação do taper que é a produção de extremidades piramidais. Um primeiro trabalho consistiria em se investigar experimentalmente as influências das pontas e da aresta da pirâmide formada na extremidade de entrada da fibra.

Vários caminhos alternativos, então, se abrem:

a) produção de uma microlente hemielipsoidal mediante fusão da face piramidal;

b) eliminação da aresta da pirâmide mediante uma segunda fase no polimento que deve aplainar a extremidade de entrada.

4.2.3 - Polimento de fibras monomodo

Uma fibra monomodo, com diâmetro do núcleo de $9\mu\text{m}$, já foi polida em face piramidal, podendo ser apreciada na figura 2.17.

Recomendamos que fibras monomodo RT também sejam investigadas experimentalmente em termos de eficiência e tolerância nos alinhamentos.

No acoplamento laser semiconductor - fibra monomodo - nota-se a necessidade urgente de aumentar as baixas eficiências

no acoplamento frontal (tipicamente na faixa de 10 a 20%). O objetivo máximo a ser alcançado é o casamento dos *spot sizes* do laser e do modo fundamental da fibra. Configurações análogas às descritas neste trabalho foram propostas para aumentar a eficiência de acoplamento.

4.2.4 - Formação de lentes mediante fusão

Esta técnica foi testada. Contudo, observa-se a necessidade de se conhecer os dopantes que compõem a fibra para que sejam determinadas as condições de casamento ótimo de sua superfície com o vidro escolhido para a lente. Verificou-se que o não-casamento dos coeficientes de expansão térmica da fibra e do vidro resulta em um dano terrível para a superfície da fibra.

Se a composição química da fibra não é conhecida, deve-se, então, usar vidros com ponto de fusão baixo. O óxido de titânio se candidata a ser o material usado, uma vez que possui alto índice de refração e baixo ponto de fusão.

O laboratório de vidros do Prof. Dr. Luis Carlos Barbosa possui condições de fabricar vidros de óxido de titânio, para tal fim.

4.2.5 -

As configurações que introduzem pontas na fibra (como RT ou piramidal) merecem uma investigação no sentido de demonstrar teoricamente o comportamento obtido quando se gira a fibra em torno do próprio eixo.

Analogamente, pode-se calcular as tolerâncias nos

alinhamentos, comparando-as com os dados experimentais.

Os cálculos apresentam graus de dificuldade respeitáveis, exigindo o uso de computadores.

4.2.6 -

Valem as mesmas considerações para fibras monomodo, onde o interesse básico se voltaria para a questão:

- de que maneira uma extremidade de entrada polida afetaria o *spot size* do modo fundamental da fibra, propiciando um casamento ótimo com os *spot sizes* do laser?

4.2.7 -

Outras configurações eficientes, como fibras com afilamento ou microlente hemiesférica em sua extremidade de entrada, podem ser testadas como *fibras lançantes* no acoplamento do laser com uma fibra de 1 km para se verificar de que maneira as condições de lançamento por elas determinadas afetam a largura do pulso de saída.

4.2.8 -

Os resultados obtidos no Capítulo 3 suscitam a necessidade de cálculos teóricos que possam ser a eles comparados.

-REFERÊNCIAS-

- (1) ZAMPRÔNIO, Marlete Aparecida
"Lançamento da luz do laser semiconductor em fibras ópticas multimodo" - Tese de Mestrado - UNICAMP - 1981
- (2) BRACKETT
J. Appl. Phys., 45 (6), 2636, 1974
- (3) KATO, D.
J. Appl. Phys., 44 (6), 2756, 1974
- (4) PAEK, U. C. e Weaver, A.L.
Appl. Opt., 14 (2), 294, 1975
- (5) WITTMAN, J.
Elect.Lett., 11 (20), 477, 1975
- (6) HOPLAND, S. e Berg, A.
Proc. of the 4th Optical Commun.Conference, Amsterdam, 1979
- (7) d'AURIA, L., Combemale, Y, e Moronvalle, C.
Elect.Lett., 16 (9), 322, 1980
- (8) DAKSS, M.L. e Kim, B.
Elect.Lett., 16 (12), 463, 1980
- (9) KHOE, G.D., Koch, H.G., e Meuleman, L.J.
Proc.Topical Meeting on Opt.Fiber Communications-paper Th-B6
Washington - DC
- (10) BENSON, W.W., Pinnow, D.A., e Rich, T.C.
Appl.Opt., 14 (12), 2815, 1975
- (11) TIMMERMANN, C.C.
Appl.Opt., 15 (10), 2432, 1982
- (12) KUROKAWA, K. e Becker, E.E.
IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, 309 -
-311 - march, 1975
- (13) OZEKI, T. e Kawasaki, B.S.
Elect.Lett., 12 (23), 607, 1976
- (14) KUWAHARA, K. e Furuta, H.
Proceedings of the IEEE, 67 (10), 1456, 1979
- (15) COHEN, L.G.
The Bell System Technical Journal, 51, 573, 1972
- (16) WEIDEL, E.
Optical and Quantum Electronics, 8, 301, 1976

- (17) ODAGIRI et al
Elect.Lett., 13 (14), 395, 1977
- (18) YONEZU et al
Technical Digest of International Electron. Device Meeting
p. 328 - Washington - DC
- (19) DANDRIDGE
Elect.Lett., 17, 273, 1981
- (20) KUWAHARA
Appl.Opt., 19, 2578, 1980
- (21) HALL
Appl.Opt., 19, 1847, 1980
- (22) WEIDEL, E.
Opt. Quantum Electron., 8, 301, 1976
- (23) IKUSHIMA
IEEE J. Quantum Electron. QE-15, 844, 1979
- (24) FARRINGTON
Technical Digest, 7th ECOC, Copenhagen, 14.2, 1981
- (25) BURKE
Appl.Opt., 17, 2233, 1980
- (26) KANADA
IEEE J.Quantum Electron., QE-15, 559, 1979
- (27) SALATHÉ
Appl.Phys., 20, 1, 1979
- (28) HIROTA
IEEE J.Quantum Electron., QE-15, 142, 1979
- (29) LANG
IEEE J.Quantum Electron., QE-16, 347, 1980
- (30) CHEN
Appl.Phys.Lett., 37, 587, 1980
- (31) MILES
Appl.Phys.Lett., 37, 990, 1980
- (32) FLEMING
IEEE J.Quantum Electron., QE-17, 44, 1981
- (33) LANG
IEEE J.Quantum Electron., QE-15, 142, 1979
- (34) VOUMARD
Appl.Phys., 12, 369, 1977

- (35) Laser Focus, 18, 103, 1983
- (36) LADANY
 Appl. Opt., 22, 960, 1983
- (37) BORN, M.; Wolf, E.
 Principles os Optics, Pergamon, New York, 1970
- (38) BLUDAU, W., e Rosberg, R.
 Appl. Opt., 21 (11), 1933, 1982
- (39) GLOGE, D.; Kaminov, I.P.; e Presby, H.M.
 Elect.Lett., 11 (19), 469, 1975
- (40) MILLER, S.E., e Chynoweth, A.G.
 Optical Fiber Communications - Academic Press, N.Y., 1976
- (41) ANDREWS, J.R.
 Rev. of Scient.Instrum., 45 (1), 22, 1974
- (42) SMITH, P.W.
 Proc. Inst.Elect.Electron.Engrs., 58 (9), 1342 , 1970
- (43) COHEN, L.G.; e Personick, S.D.
 Appl. Opt., 14 (6), 1357, 1975
- (44) DESTRO, Marcelo Geraldo
 "Propagação de pulsos ópticos em fibras monomodo e multimo-
 do" - Tese de Mestrado - UNICAMP - 1982
- (45) SUNAK, H.R.D.
 Ph.D. Thesis - Southampton University U.K., 1974